N° d'ordre : 65

Thèse

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR DE 3e CYCLE EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

par

Gérard GRENIER

SUJET

UTILISATION DES DÉTECTEURS A JONCTION AU SILICIUM POUR L'ETUDE DES RÉACTIONS NUCLÉAIRES (n α) APPLICATION AUX RÉACTIONS ^{28}Si (n α) ^{25}Mg *ET* ^{29}Si (n α) ^{26}Mg

---

Soutenue le 31 Octobre 1962

devant la Commission d'Examen :

MM. ***A. SARAZIN*** ***Président***

J. DEPRAZ } ***Examinateurs***

R. CHERY }

N° d'ordre : 65

Thèse

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR DE 3e CYCLE EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

par

Gérard GRENIER

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

SUJET

UTILISATION DES DÉTECTEURS A JONCTION AU SILICIUM POUR L'ETUDE DES RÉACTIONS NUCLÉAIRES (n α) *APPLICATION AUX RÉACTIONS* $^{28}_{}Si(n\alpha)^{25}_{g}Mg$ *ET* $^{29}_{}Si(n\alpha)^{26}_{g}Mg$

Soutenue le 31 Octobre 1962

devant la Commission d'Examen :

MM. ***A. SARAZIN*** ***Président***

J. DEPRAZ } ***Examinateurs***

R. CHERY }

UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON, DOUIN, MOUSSA.

Professeurs Honoraires

MM. LOCQUIN, de LARAMBERGUE, DOEUVRE, SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA, JAFFARD.

Doyen

M. GAUTHIER Henri

Assesseur

M. BRACONNIER

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
DEJARDIN	Physique Générale
DOUIN	Botanique
EYRAUD Henri	Calcul Différentiel et Intégral
COURTY	Chimie-Physique
PRETTRE	Chimie industrielle
KUHNER	Microbiologie et Myocologie
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie
COLONGE	Chimie organique
FLANDRIN	Géologie appliquée
JANIN	Physique expérimentale
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY Jean	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
VIRET	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Méthodes Mathématiques de la Physique

.../...

MM.	EYRAUD Charles	Chimie-Physique Appliquée
	SARAZIN	Physique Nucléaire
	PERES	Physiologie
	MESNARD	Electronique
	GRANDMONTAGNE	Physique
	BOIDIN	Botanique
	BOUTILLIER	Minéralogie
	LAFOUCRIERE	Physique Nucléaire
	DREUX	Chimie organique
	TEICHNER	Chimie industrielle
	PAVANS de CECCATTY	Zoologie
	DUFAY Maurice	Physique de l'atmosphère
	MERLIN	Chimie analytique

Professeurs sans chaire

MM.	GAUME	Physique
	PHILBERT	Physique Nucléaire
	COHEN-ADAD	Chimie
	DEPRAZ	Physique Nucléaire
	FERON	Mathématiques
	LAFORGUE	Physique
	DAVID Louis	Géologie générale
	GAUTHIER Jean	Chimie
	LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
	UZAN	Physique S.P.C.N.
	CHENEVOY	Géologie Appliquée

Maîtres de Conférences

Mle	MAITROT	Physique
MM.	CHANEL	Psychophysiologie
	ASCH	Physique
	GINET	Zoologie
	MAURY	Mathématiques
	MICHEL	Minéralogie
Mme	ERICSON	Physique Générale
	GEVIN	Géologie générale
	PONASSE	Mathématiques
	MARTEL	Mécanique
	CHERY	Physique
	LEFEBVRE	Mathématiques
	d'INCAN	Physique
	PERNET	Mathématiques

.../...

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550012_0017

Mle	GAUTHERON	Chimie-Biologique
MM.	BERGEON	Physique C.S.U.
	MATHIEU	Mécanique des Fluides (Ecole Centrale)
	LUBET	Physiologie
	DUCET	Biologie végétale
	ERBEIA	Physique
	DESCOTES	Chimie organique
	PICARD	Mathématiques

Maîtres de Conférences Adjoints

MM.	PIERRON	Chimie
	LEMONDE	Physique

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

Secrétaire Principal

M. BURNET

P L A N

INTRODUCTION

1ère PARTIE: Etude et mise au point de l'électronique associée aux détecteurs à jonction au Si

I - Caractéristiques générales des préamplificateurs linéaires à faible bruit pour détecteurs à jonction

II - Différents types de préamplificateurs

III - Préamplificateur utilisé

IV - Etude des caractéristiques de ce préamplificateur

2ème PARTIE: Etude de réactions (nα) par les jonctions avec des neutrons rapides de 14 Mev

Chapitre I - Etude du facteur de correction dans la mesure absolue du flux de neutrons par la méthode de la particule associée

Chapitre II - Travaux antérieurs sur les réactions (nα)

Chapitre III - Premières mesures entreprises. Appareillage et difficultés

Chapitre IV - Etude de la réaction $Si^{28}(n\alpha)Mg^{25}$

Chapitre V - Etude de la réaction $Si^{29}(n\alpha)Mg^{26}$. Non existence du niveau à 1,33 Mev de Mg^{26}

CONCLUSION

A V A N T - P R O P O S

Ce travail a été effectué à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur SARAZIN, Directeur de l'Institut pour l'appui et les conseils que j'ai toujours trouvés auprès de lui et pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur DEPRAZ qui m'a proposé ce sujet et n'a cessé tout au long de ce travail de me diriger et de m'accorder l'appui de son expérience.

Ce travail a pu être entrepris et poursuivi grâce à la collaboration de Monsieur DUBORGEL, à la compétence et au dévouement de toute l'équipe assurant la marche de l'accélérateur Haefely. Je leur adresse mes plus vifs remerciements.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à Monsieur SALIN pour l'aide qu'il n'a cessé de m'apporter.

INTRODUCTION

L'utilisation des détecteurs à jonctions s'est révélée rapidement très intéressante pour faire de la spectrométrie de particules lourdes.

Après l'étude de leurs caractéristiques nous avons mis au point un ensemble électronique permettant de les utiliser dans de bonnes conditions.

Nous décrivons ensuite l'utilisation de ce détecteur pour déterminer un flux de neutrons par la méthode de la particule associée et indiquons une méthode originale permettant la détermination du facteur de correction à adopter pour cette mesure.

Nous avons utilisé ce détecteur pour l'étude des deux réactions $Si^{28}(n\alpha)Mg^{25}$ et $Si^{29}(n,\alpha)Mg^{26}$. Lehaut pouvoir de résolution nous a permis d'obtenir avec exactitude la distribution en énergie et les variations des sections efficaces des différents niveaux observés. En particulier, pour la réaction $Si^{29}(n,\alpha)Mg^{26}$ nous avons été conduits à conclure à la non existence du niveau de 1,33 Mev signalé par certains auteurs.

PREMIERE PARTIE

ETUDE ET MISE AU POINT DE L'ELECTRONIQUE ASSOCIEE AUX JONCTIONS

Les détecteurs à semi-conducteurs présentent pour la spectrométrie de nombreux avantages: petitesse, faible tension de polarisation en général, haute résolution intrinsèque (3,5 ev suffisent pour créer une paire), manipulation facile et surtout possibilité de discrimination des particules; tous ces facteurs sont autant de points favorables à leur utilisation.

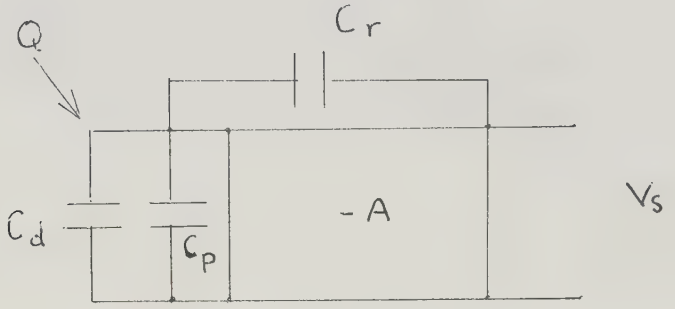
Ils ont cependant des inconvénients: ils fournissent des impulsions de très faibles amplitudes (quelques millivolts car il n'y a pas d'amplification interne et la capacité est relativement grande), leur capacité varie. Cette variation a d'ailleurs entrainé la mise au point de préamplificateurs spéciaux, car des appareils ordinaires donneraient des impulsions d'amplitudes différentes pour une quantité de charge constante. Certains auteurs, jugeant que la variation est faible pour des capacités assez grandes, continuent à employer des préamplificateurs ordinaires.

Mais quel que soit le type de préamplificateur choisi, celui-ci doit présenter nécessairement un bruit propre faible afin de profiter au maximum de la très bonne résolution intrinsèque de ces détecteurs.

Pour notre étude, nous avons choisi ce nouveau type de préamplificateur qui répond à ces deux nécessités: réponse indépendante de la capacité du détecteur et faible bruit.

I - CARACTERISTIQUES GENERALES DES PREAMPLIFICATEURS LINEAIRES A FAIBLE BRUIT POUR DETECTEURS A JONCTION

1/ L'indépendance vis à vis de C_d est obtenue grâce à une contre-réaction de charges négatives comme l'indique le schéma suivant; la tension de sortie V_S pour une charge d'entrée est sensiblement égale à $V_S = \frac{Q}{C_r}$.



C_d : capacité du détecteur

A : valeur absolue du gain

C_p : capacité d'entrée du préamplificateur

Aussi une des premières nécessités sera d'avoir un gain en boucle ouverte (sans contre-réaction) élevé.

2/ Il est nécessaire d'avoir un bruit faible. Le bruit du tube d'entrée est prépondérant dans le bruit total du préamplificateur (vérification par l'expérience).

Les deux principaux bruits sont:

- le bruit de grenaille du tube "shot noise" donné par:

$$(1) \qquad 2.10^{-2} \; \frac{C^2}{G_m \tau} \qquad \text{en (Kev)}^2$$

- le bruit du courant grille

$$(2) \qquad 1{,}6 \ 10^{-1} \ I_g \ \tau \quad \text{en (Kev)}^2$$

Les différents facteurs intervenant dans ces deux formules sont:

C ; capacité totale d'entrée en (pF)

Ig : courant grille du tube en (mμA)

G_m : pente du tube en (mA/V)

τ : constante de temps de l'amplificateur en (μsec)

De façon plus précise ces formules font intervenir τ_1 et τ_2 constante de temps de différentiation et d'intégration de l'amplificateur, nous avons respectivement:

$$4 . \frac{10^{-2} \ C^2}{G_m} \qquad \frac{\tau_1}{\tau_2 (\tau_1 + \tau_2)} \quad \text{et} \quad 2 . 1{,}6 \ \frac{10^{-1} \ Ig}{} \ \frac{\tau_1^2}{\tau_1 + \tau_2}$$

Or, en appelant T le temps de collection de charges du détecteur, la théorie 2) montre que si $\tau_1/T > 0{,}5$ le rapport signal/bruit est optimum lorsqu'on a $\tau = \tau_1 = \tau_2$

Avec les jonctions des temps de collection très faibles (de l'ordre de 10^{-9} μsec) sont possibles, aussi nous pouvons utiliser des constantes de temps de différentiation et d'intégration assez faibles (10^{-6} à 10^{-7} μsec) tout en respectant la condition ci-dessus. Par suite, en prenant $\tau = \tau_1 = \tau_2$ nous retrouvons les formules indiquées (1) et (2).

D'après la formule (1) si τ est petit, il faut G_m grand, d'où l'utilité d'avoir un tube à grande pente. D'autre part, si l'on utilise des constantes de temps τ un peu plus élevées, il est nécessaire d'avoir un courant grille I_g faible pour que la contribution de la formule (2) ne devienne pas trop importante.

3/ Traits communs de ces nouveaux préamplificateurs.

Nous trouvons toujours le premier tube monté en cascode afin de réduire l'effet Miller (réduction de la capacité grille-plaque de ce tube).

Le premier étage est isolé par blindage pour que la contre-réaction s'effectue réellement par la capacité C_r. Cette capacité doit être petite, de façon que le signal de sortie du préamplificateur soit plus grand que les impulsions de bruit de l'amplificateur.

Le dernier étage est la plupart du temps un cathode-follower de White, lequel permet l'adaptation de cet élément à l'amplificateur.

D'autre part, nous avons:

$$\text{vitesse de réponse} = \frac{\text{vitesse en boucle ouverte}}{\text{gain de réserve}}$$

$$\text{avec gain de réserve} = G. \frac{C_r}{C \text{ entrée}}$$

Ceci donne une autre raison d'avoir un gain élevé.

II - DIFFERENTS TYPES DE PREAMPLIFICATEURS

1/ Adaptation du Q-2069 par BLAKENSHIP et BORKOVSKI (3)

Le Q-2069 est un amplificateur à faible bruit de Fairsten (pour chambre à grille Frisch). Cet amplificateur était en deux unités le préamplificateur (Q-2069-2) et l'amplificateur (Q-2069-1), mais il a seulement été nécessaire de modifier le préamplificateur. Il a été transformé en préamplificateur à contre-réaction de charges, à cascode d'entrée avec le système dit "Bootstrapp". Le tube d'entrée est un 417 A. De très bonnes performances ont été réalisées avec cet appareil.

2/ Système d'Amsel (4)

Il a gardé les amplificateurs classiques Ecko. Mais le signal délivré par la jonction étant très faible (quelques mv), le circuit électronique suivant immédiatement le détecteur doit le capter avec le minimum de pertes, ce qui interdit de longues connections entre la jonction et le premier élément d'électronique. Ainsi pour éviter cet inconvénient, Amsel a placé dans la boîte de cible, avec la jonction, un étage cathodyne formé du tube 6 AK 5.

3/ Autre méthode par Gorodetsky et autres (5):

Ces auteurs ont mis au point un préamplificateur à contre-réaction classique. C'est un élément à trois étages: l'un est un cascode et les deux autres sont des étages d'amplification en tension, bouclés par une contre-réaction résistance-capacité.

Les tubes employés sont des tubes subminiatures "Nuvistors R C A" ou 7586, dont les caractéristiques sont les suivantes:

- faible bruit
- petite taille
- très faible consommation

Celles-ci ont permis aux auteurs de réaliser le montage compact du détecteur et de la première triode placée dans le vide. Le passage vide-air du signal est réalisé par la liaison directe plaque-cathode des triodes du cascode et sert en même temps d'alimentation HT pour la première triode. L'avantage d'un tel système sur un étage cathodyne est de supprimer ce dernier et de le remplacer par le premier élément de l'amplificateur lui-même. Ces auteurs obtiennent une dispersion de la chaine électronique de 5 à 8 Kev.

III - PREAMPLIFICATEUR UTILISE

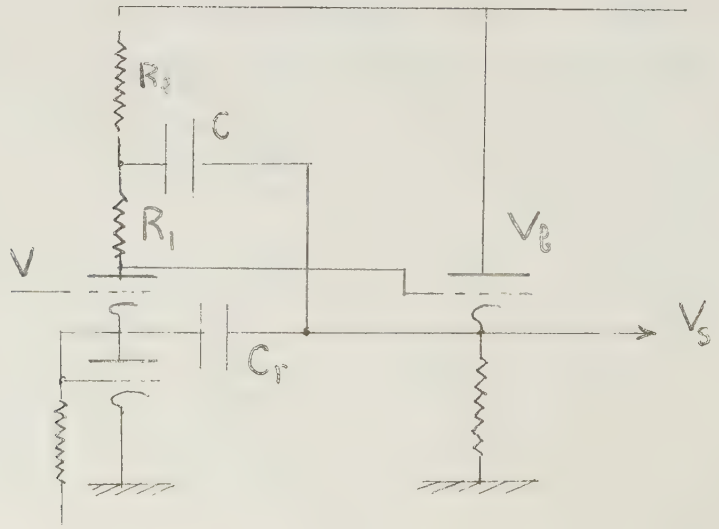
Le type de l'appareil que nous avons construit est inspiré de celui mis au point par Monsieur ROUX du C.E.A. Il dérive du préamplificateur de charge décrit par BLAKENSHIP, nous avons le cascode d'entrée mais le système dit "Bootstrapp" est abandonné, car il conduit à reporter le gain total du préamplificateur sur l'étage d'entrée provoquant un effet Miller qui affecte de façon incontrôlable le gain et la bande passante.

1/ Les tubes utilisés sont les suivants:

- un D_3A ou un E 810 F pour le premier élément
- deux E 188 CC dont l'un sert comme cathodyne de White pour le dernier étage.

Le D_3A est un tube type longue durée, de pente G_m = 25 mA/V et de courant grille $I_g < 10^{-8}$ A. Le E 188 CC a une pente G_m de 10 mA/V.

2/ Un grand gain est obtenu avec peu de tubes grâce au montage indiqué par le schéma sommaire ci-dessous:



Cette méthode permet de multiplier par $\frac{I}{I - G}$ le gain qui serait obtenu avec R_I seul, G étant le gain entre la cathode et la grille du tube V_b.

En boucle ouverte, ce préamplificateur présente un gain > 1000 avec un temps de montée (vitesse de réponse) égal à 0,5 µsec.

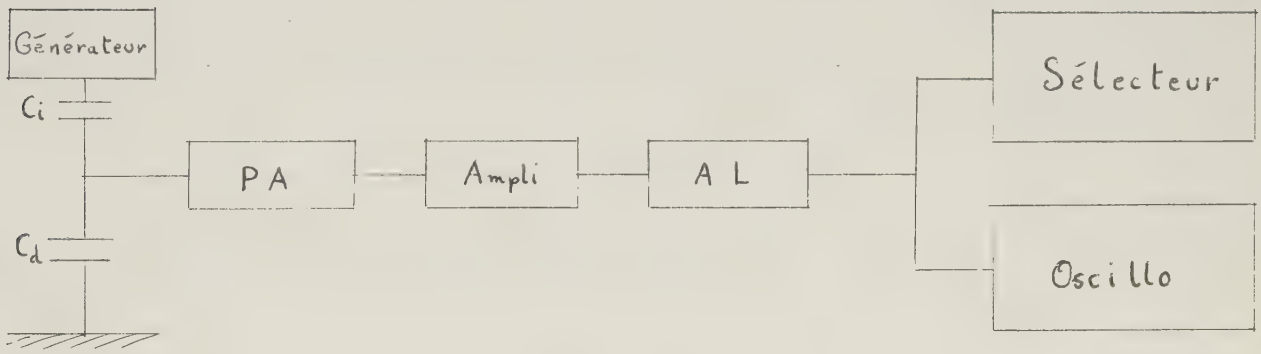
3/ Le circuit de polarisation est inséré dans le préamplificateur de sorte que le cable de liaison détecteur-préamplificateur transporte le signal et polarisation.

IV - ETUDE DES CARACTERISTIQUES DE CE PREAMPLIFICATEUR

Nous avons tout d'abord vérifié que nous avions une bonne linéarité pour des tensions de sortie allant jusqu'à 6-7 volts.

Etude du bruit proprement dit:

1/ Le dispositif de mesure est le suivant:



Le générateur est celui d'Intertechnique

L'amplificateur est l'A P T 2 de AME

L'ampli loupe est un tiroir de l'Electronique Appliquée

Le sélecteur est le 50 canaux de S.A.I.P.

L'oscillo est le Tecktronix 545

La production de charges se fait par l'intermédiaire du générateur et de la capacité $C_i \# 3$ pF, donc $Q_i = C_i V_i$ avec V_i tension d'entrée délivrée par le générateur. Le détecteur est représenté par la capacité C_d.

Le bruit est concrétisé par l'élargissement du spectre du générateur et on adopte pour résolution la largeur à mi-hauteur du pic.

2/ Valeur calculée:

Nous ne ferons intervenir dans le bruit théorique que les deux principaux bruits cités plus haut et donnés par les formules (1) et (2).

Nous prenons:

$C_d = 18$ pF $\qquad G_m = 25$ mA/V $\qquad \tau = 3.10^{-6}$ µsec

$C_e = 50$ pF $\qquad I_g = 10$ mµA

Le bruit théorique est alors:

$$\sigma^2(\text{Kev})^2 = 2. \frac{10^{-2}\ (68)^2}{25.3} + 1{,}6 . 10^{-1} . 10 . 3$$

$$= 0{,}62 + 4{,}8 = 5{,}42$$

$$\sigma(\text{Kev}) = 2{,}32$$

Or, la relation qui relie σ avec la largeur à mi-hauteur donne: largeur à 1/2 hauteur $= 2{,}35\ \sigma$

Nous trouvons alors pour largeur à mi-hauteur théorique 5,5 Kev.

3/ Valeur expérimentale:

Nous appliquons une tension faible qui se rapproche du bruit de manière à avoir une meilleure précision.

Avec $C_i = 3{,}2$ pF et en appliquant $V_i = 1/100$ volt la charge à l'entrée est donc $Q_i = 3{,}2.10^{-12}.10^{-2} = 3{,}2.10^{-14}$ Coulomb. Or, une charge électronique $= 1{,}6.10^{-19}$ Cb, nous avons donc à l'entrée $\frac{3{,}2.10^{-14}}{1{,}6.10^{-19}} = 2.10^5$

charges électroniques. D'autre part, à une charge électronique correspond une paire créée et, comme il faut 3,5 ev pour créer une paire, nous appliquons à l'entrée: $2.3{,}5.10^5 = 7.10^5$ ev = 700 Kev.

Nous passons par l'intermédiaire de l'ampli loupe en position gain = 10 et l'on s'arrange à mettre le seuil de façon à couper au 1/10è, c'est à dire que l'amplitude que l'on sort égale celle que l'on entre.

De cette manière, en examinant le spectre avec le sélecteur en position 1 volt par canal, nous avons au total 500 canaux au lieu de 50.

Le pic étant au 19ème canal et la largeur à mi-hauteur couvrant 4,5 canaux, nous avons:

$$R = \frac{4{,}5.100}{469} = 0{,}95\%$$

(fig. 1)

c'est à dire $R = \frac{0{,}95.700}{100} = 6{,}65$ Kev

$\# 6{,}7$ Kev

La valeur expérimentale est en bon accord avec la valeur calculée car R est pour toute la chaine électronique, y compris le générateur.

4/ Etude de $R = f(C_d)$: (fig. 2)

Nous traçons les spectres pour différentes capacités C_d et pour une charge constante à l'entrée, nous calculons la résolution pour chaque spectre et nous traçons $R = f(C_d)$. Pour des faibles capacités R est plus faible avec $\tau = 10^{-6}$ qu'avec $\tau = 3.10^{-6}$ µsec, cependant avec cette dernière valeur pour τ R varie beaucoup moins vite avec C_d. Ceci est d'ailleurs inclus dans les formules mêmes du bruit:

$$2.10^{-2}\,\frac{C^2}{G_m \tau} \quad \text{et} \quad 1{,}6.10^{-1}\, I_g \tau$$

5/ Bruit du système détecteur + préamplificateur

Préamplificateur : bruit de grenaille $\frac{2.10^{-2}C^2}{G_m \tau}$ $(Kev)^2$ (1)

bruit du courant de grenaille $1,6.10^{-1}$ $I_g \tau$ $(Kev)^2$ (2)

Détecteur : courant de fuite $1,6\ 10^{-1}$ $I_\ell \tau$ $(Kev)^2$ (3)

bruit de la résistance d'entrée $8\ \tau/R$ $(Kev)^2$ (4)

Les différents facteurs de ces formules sont:

C : capacité totale d'entrée ($_p$F)

I_g : courant de grille ($m\mu A$)

G_m : pente du tube (mA/V)

τ : constante de l'ampli (μ sec)

R : résistance totale du shunt à l'entrée

I_ℓ : courant de fuite de détection ($m\mu A$)

Nous voyons qy'il y a un compromis, en effet, le premier bruit est proportionnel à $1/\tau$ tandis que les 3 autres sont proportionnels à τ . Nous avons donc un τ optimum à trouver. Si on tient compte que du premier et du troisième nous avons: 1)

$$\tau_{opt} = \frac{0,35\ C}{G_m\ I_1}$$

6/ Choix de R: 1)

En égalisant les deux derniers bruits et en s'arrangeant pour que contribution du quatrième soit inférieure à celle du troisième nous trouvo R # 10 M

Choix de la tension de polarisation V de la jonction.

Nb de coups

Mesure de bruit

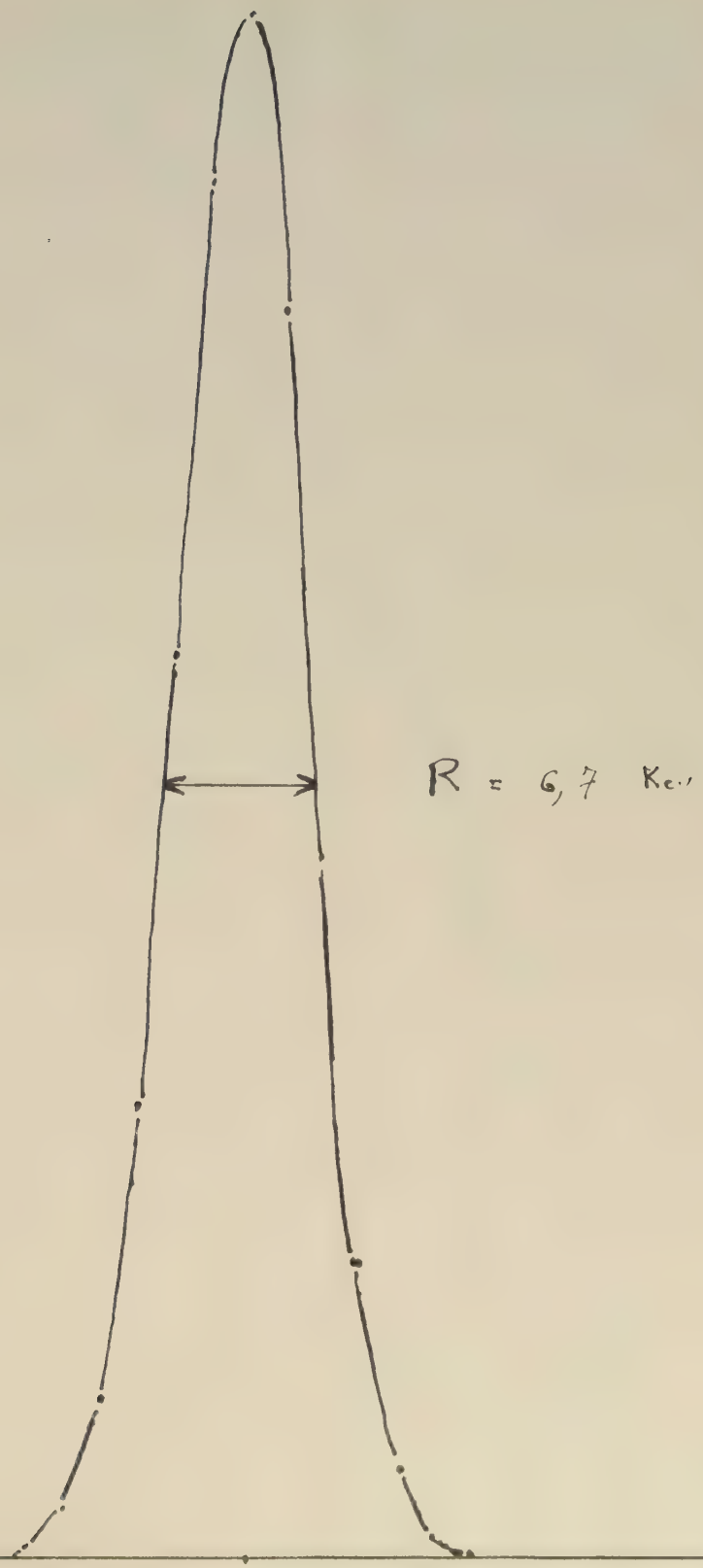


Fig: 1

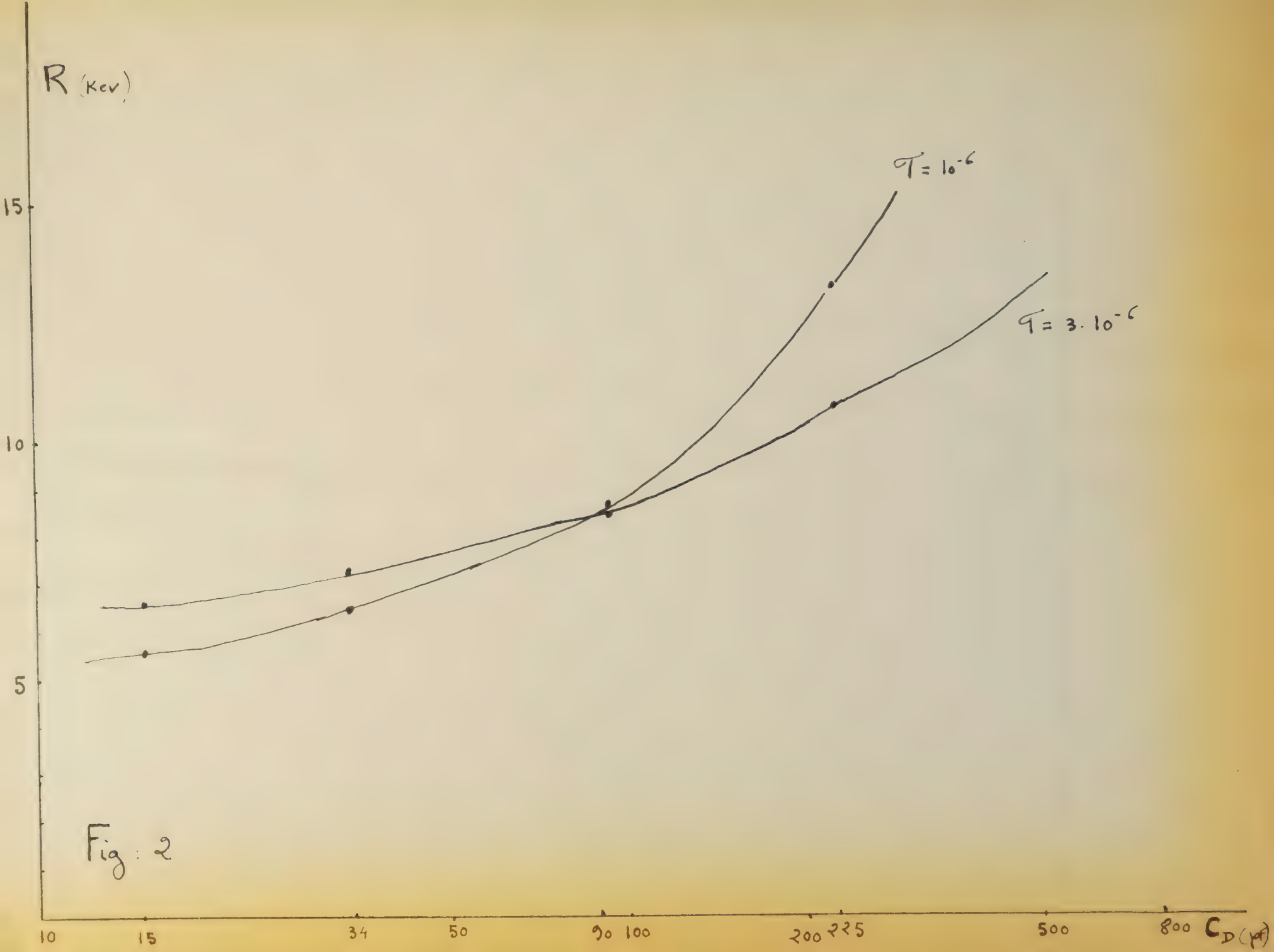

R (Kev)
15
10
5
$\tau = 10^{-6}$
$\tau = 3 \cdot 10^{-6}$
10
15
34
50
90
100
200
225
500
800
C_D (pF)

Fig : 2

Ce choix est dicté par la largeur de déplétion que l'on doit avoir pour obtenir la linéarité de la jonction.

DEUXIEME PARTIE

ETUDE DE REACTIONS ($n\alpha$) PAR LES JONCTIONS AVEC DES NEUTRONS RAPIDES DE 14 Mev

CHAPITRE I

Etude du facteur de correction dans la mesure absolue de flux de neutrons par la méthode de la particule associée.

I - PRODUCTIONS DE NEUTRONS -

Ils sont obtenus à partir de la réaction T (dn) He^4. Les deutons, accélérés par le Cockroft-Walton de 1,2 Mev de l'Institut de Physique Nucléaire, bombardent une cible mince de Titane tritié. Nous utilisons le faisceau de D_2^+ (voir Thèse de Mr DUBORGEL).

La cible nous ayant servi aux différents essais sur l'étude de la réaction (n,α) sur le Si, est une cible de Ti - T sur support d'argent et dont les caractéristiques sont les suivantes:

Poids de Ti par cm^2 : 242 μg

Facteur de charge $\left(\frac{\text{Nb d'atomes de tritium}}{\text{Nb d'atomes de Ti}}\right)$: 1,5

La cible qui a été utilisée pour l'expérience définitive de la réaction (n,α) sur le Si est encore du même genre:

Poids de Ti par cm^2 : 256 μg

Facteur de charge : 1,4

Toutes les deux nous ont été fournies par le C.E.A.

II - MESURE DU FLUX DE NEUTRONS -

Nous utilisons la méthode de la particule associée. Le détecteur α qui habituellement est un cristal plastique ou un cristal de CsI a été remplacé par une jonction. Le dispositif utilisé a été réalisé par Mr DUBORGEL (Thèse 3ème Cycle).

III - FACTEUR DE CORRECTION $R\alpha$ -

1/ Définition

Quand on mesure le rendement absolu de neutrons à partir de la particule associée α réaction D (Tn) α , il faut faire intervenir un facteur de correction $R\alpha$.

Le nombre de neutrons pour chaque α détecté est en effet égal à

$$N = \frac{4\pi R\alpha}{\Delta\Omega\alpha} \qquad (1)$$

$\Delta\Omega\alpha$ étant l'angle sous-tendu par le détecteur α. Ce facteur de correction dépend de l'énergie des deutons incidents et de l'angle θ que fait l'axe du détecteur avec la direction du faisceau de deutons.

Soient:

$\sigma_{c.m}(\theta,\varepsilon)$: section efficace différentielle pour la réaction D - T dans le centre de masse : supposée isotrope

$\frac{d\varepsilon}{dx}$: taux d'énergie perdue par les deutons dans la cible

$\frac{d\omega_{c.m}}{d\omega_{labo}}$: facteur de correction de l'angle solide du système du centre de masse à celui du système du labo

E : énergie des deutons incidents

$n(x)$: facteur de charge de la cible (si celle-ci n'est pas uniformément chargée en profondeur).

Nous avons:

Rendement total de n

$$\int_0^E n(x) \frac{\overline{\sigma_{c.m}}(\theta,\varepsilon)}{\frac{d\varepsilon}{dx}} \, d\varepsilon \qquad (2)$$

Rendement d'α par unité d'angle solide dans le système laboratoire

$$\int_0^E n(x) \frac{\overline{\sigma_{c.m}}(\theta,\varepsilon)}{\frac{d\varepsilon}{dx}} \left(\frac{d\omega_{c.m}}{d\omega_{labo}}\right)_\theta d\varepsilon \qquad (3)$$

Rendement d'α dans l'angle $\Delta\Omega_\alpha$ sous-tendu par le détecteur

$$\Delta\Omega_\alpha \int_0^E n(x) \frac{\overline{\sigma_{c.m}}(\theta,\varepsilon)}{\frac{d\varepsilon}{dx}} \left(\frac{d\omega_{c.m}}{d\omega_{labo}}\right)_\theta d\varepsilon \qquad (4)$$

Par suite le nombre de neutrons pour un α détecté est:

$$N = \frac{4\pi}{\Delta\Omega_\alpha} \frac{\int_0^E n(x) \frac{\overline{\sigma_{c.m}}(\theta,\varepsilon)}{\frac{d\varepsilon}{dx}} d\varepsilon}{\int_0^E n(x) \frac{\overline{\sigma_{c.m}}(\theta,\varepsilon)}{\frac{d\varepsilon}{dx}} \left(\frac{d\omega_{c.m}}{d\omega_{labo}}\right)_\theta d\varepsilon} \qquad (5)$$

D'après la formule (1) Rα a pour valeur

$$R_\alpha = \frac{\int_0^E n(x) \frac{\overline{\sigma_{c.m}}(\theta,\varepsilon)}{\frac{d\varepsilon}{dx}} d\varepsilon}{\int_0^E n(x) \frac{\overline{\sigma_{c.m}}(\theta,\varepsilon)}{\frac{d\varepsilon}{dx}} \left(\frac{d\omega_{c.m}}{d\omega_{labo}}\right)_\theta d\varepsilon} \qquad (6)$$

Plusieurs auteurs ont calculé et mesuré Rα dans des conditions d'énergie de deutons et pour des cibles particulières.

BENVENISTE (6) étudie Rα pour Ed de 0,5 à 500 Kev en cible épaiss de Ti-T. HUSSON, TASCKET et WILLIAMS (7) pour Ed de 0,5 à 3 Mev en cible mince gazeuse de tritium.

Comme aucun résultat antérieur n'est disponible à la fois pour les cibles minces de Ti-T dont nous disposons, et, pour l'énergie des deutons que nous utilisons $E_d < 500$ Kev, nous avons nous-mêmes entrepris cette mesure, qui nous permettra d'ailleurs de recouper les résultats des uns et des autres. Notons que les mesures antérieures ont été faites avec un compteur proportionnel comme détecteur α; nous avons opéré avec un détecteur à jonction au Si plus approprié.

Il est toutefois intéressant auparavant de préciser quelle est la distribution du tritium à l'intérieur des cibles de Ti-T.

2/ Distribution du tritium dans les cibles de Ti-T

Les expériences ayant montré que la production de neutrons aux faibles énergies est toujours plus faible que celle calculée, GUNNERSEN et JAMES (8) ont effectué une série d'expériences pour en chercher la cause.

Le rendement théorique est donné par la formule (2)

$$Y = 4\pi \int_0^E n(x) \frac{\sigma_{c.m}(\theta,\varepsilon)}{\frac{d\varepsilon}{dx}} \, d\varepsilon$$

Dans cette formule, trois facteurs sont inclus:

- $\sigma_{c.m}(\theta,\varepsilon)$ est l'un des facteurs les mieux connus et dont la valeur prise est la plus sûre

- en ce qui concerne $\frac{d\varepsilon}{dx}$, ces deux chercheurs ont fait une expérience pour calculer le taux d'énergie perdue par les deutons dans une

cible de Ti-H. Leurs résultats sont en bon accord avec le $(\frac{dE}{dx})_{Ti-T}$ estimé.

- Par suite, la différence devait en partie venir de la valeur n(x) qui est prise constante dans toute l'épaisseur de la cible. Ces auteurs ont donc pensé expliquer cette différence tout d'abord en introduisant une couche de contamination à la surface de la cible. Aussi au départ de cette expérience ils ont pris comme distribution du tritium à l'intérieur de la cible la forme suivante (type A).

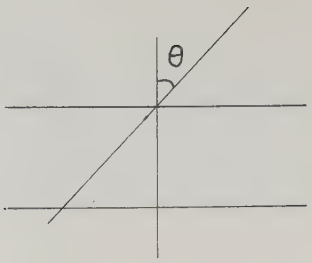
Le montage était tel que l'incidence du faisceau de deutons sur la cible Ti-T variait sans que l'angle formé par l'axe du compteur α et la direction du faisceau incident ne varie.

Ils ont cherché à calculer d par deux méthodes:

a) Par comparaison directe du rendement expérimental à incidence normale et du rendement théorique (si d = o).

Le rendement expérimental donne immédiatement l'énergie efficace des deutons. Ils tiraient d_N à partir de la différence entre l'énergie initiale et l'énergie efficace.

b) Evolution de d en faisant varier l'incidence du faisceau de deutons. Pour un angle θ le parcours additionnel est:



$$\Delta d = \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right) d_\theta$$

Le rendement pour l'angle θ nous donne aussi l'énergie efficace pour cet angle E_{eff_θ}

Avec ρ_1 densité de la couche de contamination d'oxyde Ti et ρ_2 densité du Ti tritié nous avons:

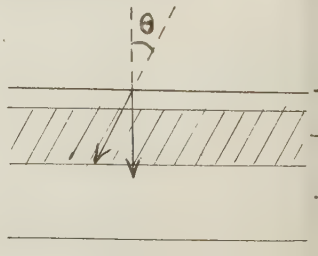
$$\int_{E_{eff_N}}^{E_{eff_\theta}} \rho_2 \frac{dx}{d\varepsilon} \, d\varepsilon = \rho_1 \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right) d\theta$$

Les indices N et θ pour d signifient que celui-ci est mesuré respectivement par une expérience avec des deutons arrivant sous incidence normale et une expérience où ils arrivent sous l'angle θ .

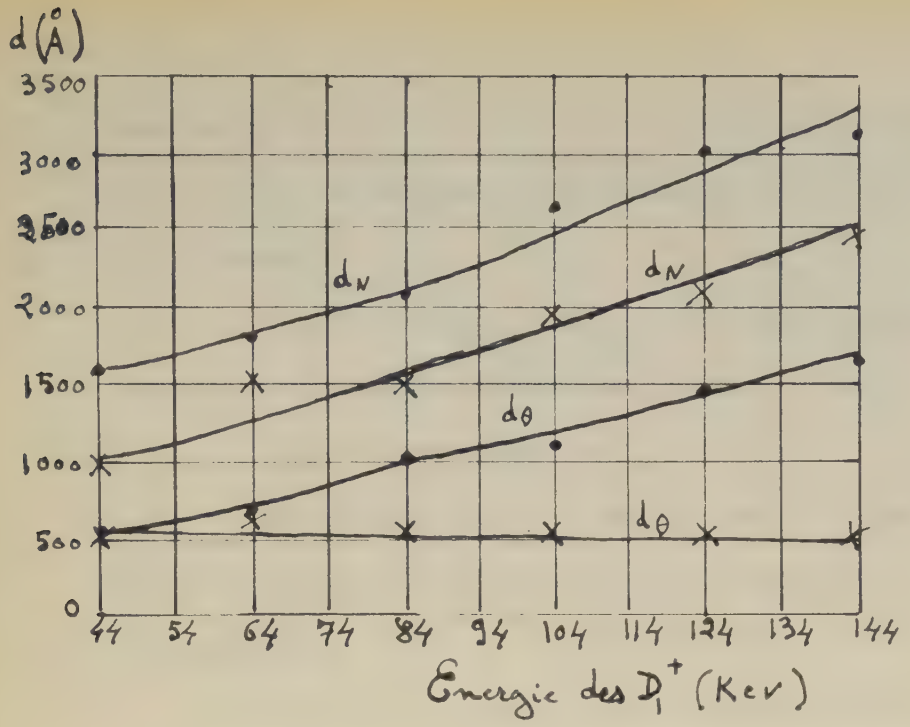
En répétant l'expérience pour différents angles θ on doit trouver la même valeur pour d

D'après l'hypothèse du départ on devrait toujours trouver $d_\theta = d_N$ et tous les deux indépendants de l'énergie E.

Or, d'après la figure 3, pour une cible mince $d_N \gg d_\theta$ et tous deux croissent avec l'énergie. Pour une cible assez épaisse $d_\theta \neq C^{te}$ et d_N croît avec E. Ces deux chercheurs ont expliqué ces résultats expérimentaux en imaginant que la distribution de tritium suivrait la courbe de la figure 4 (type B)



- Le fait que l'on ait $d_N \gg d_\theta$ s'explique ainsi:
On devrait avoir $d_N = d_\theta$ avec l'hypothèse de départ, mais si au lieu que la distribution soit



• Cible d'épaisseur de 22 300 Å
Rapport atomique moyen 1,

X Cible d'épaisseur de 40 500 Å
Rapport atomique moyen 1,

Fig : 3 Epaisseur de la contamination en fonction de l'énergie des D_1^+

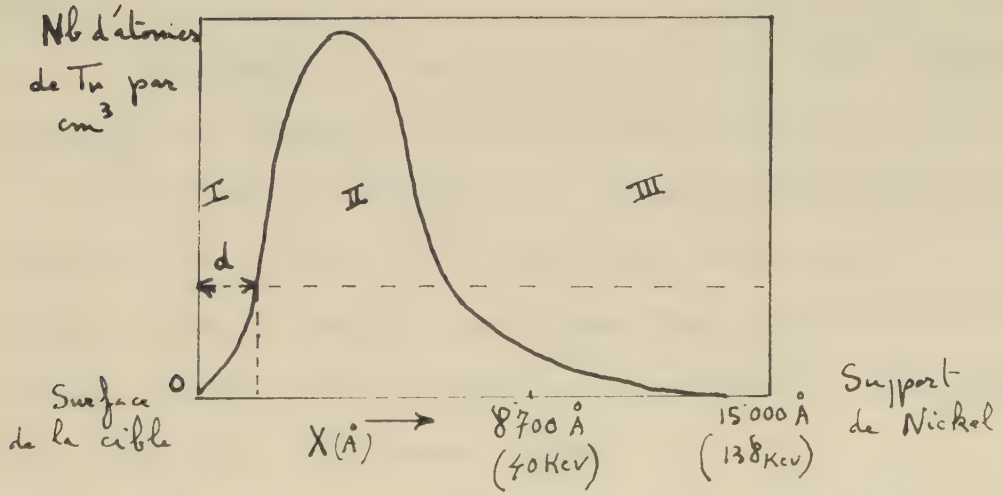


Fig : 4 Distribution du Tritium à l'intérieur de la cible

constante après $x = d_\theta$ elle a la forme de la figure 4, nous voyons qu'il arrive plus de deutons dans la région III à incidence normale que sous l'incidence θ

Par suite $E_{eff_N} - E_{eff_\theta}$ est moins grande puisque la différence de rendement est moins importante, d'où $d_\theta < d_N$

- Croissance avec E:

En effet, plus les deutons sont énergiques, plus ils en arrivent dans la région III et plus les différences $E_i - E_{eff_N}$ et $E_i - E_{eff_\theta}$ s'accentuent.

Ceci est valable pour une cible mince, mais dès que la cible est un peu épaisse lorsque le faisceau est un peu incliné, même en augmentant l'énergie des deutons ceux-ci n'arrivent plus jusqu'à la région III, d'où $d_\theta = C^{te}$.

REMARQUES:

Il apparait un peu étrange de dire que plus l'énergie des deutons croît plus le rendement s'appauvrit, plus exactement c'est la différence entre le rendement théorique et le rendement expérimental qui augmente (à cause de la région III). Il est bien entendu que si l'on considère le rendement absolu, celui-ci croît avec E car dans la région II la probabilité de réaction croît. La courbe de la figure 4 a été déduite de nombreuses expériences avec différentes cibles.

Ces deux auteurs expliquent cette distribution par de mauvais procédés de fabrication.

3/ Mesure de Rα

a) Cas d'une cible épaisse de Ti-T pour des énergies de deutons de 0 à 500 Kev:

BENVENISTE et autres (6) ont essayé à l'aide de la formule (6) de calculer Rα théoriquement pour le comparer à leurs résultats expérimentaux. Pour l'utilisation de la formule ils émettent les hypothèses suivantes:

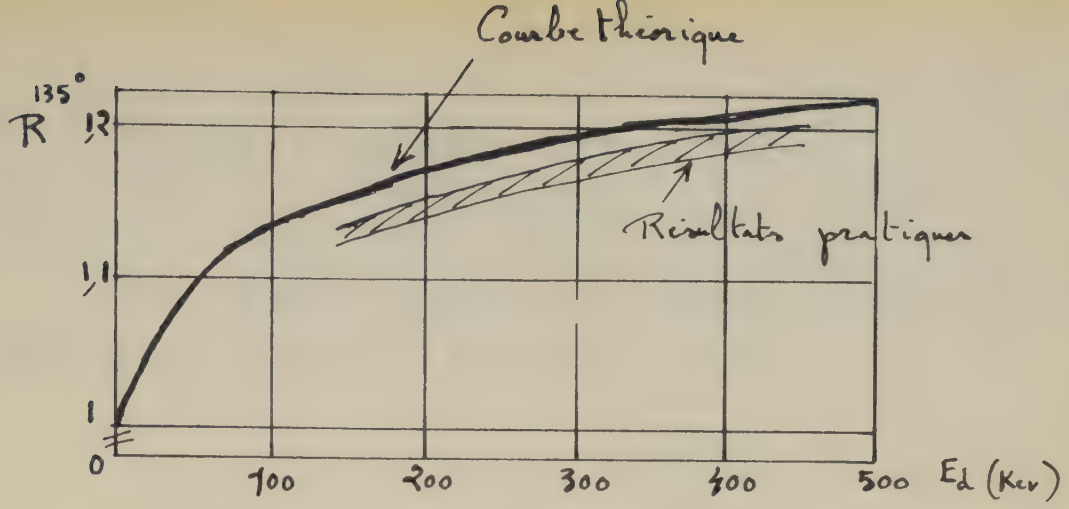
- les réactions produites sont distribuées de façon isotropique dans le système du C de M pour des énergies de deutons jusqu'à 500 Kev.
- $d\mathcal{E}/dx$ est bien connu dans le domaine d'énergie envisagé
- pas de diffusion pour les deutons incidents
- charge uniforme d'atomes de tritium jusqu'à une profondeur au moins égale au parcours des deutons incidents (distribution type A du tritium, sans couche morte).

Ils justifient les trois premières hypothèses par le fait qu'en se dispersant de celles-ci, la correction qu'apporte chacune d'elles est assez faible. La quatrième se justifie par le résultat lui-même. En effet, ces auteurs ont effectué de nombreuses mesures avec une grande quantité de cibles épaisses de Ti-T. Par ces mesures ils ont pu se rendre compte que toutes les cibles, dont le facteur de charge (atomes de Tr/atomes de Ti) était supérieur à 0,8 vérifiaient bien la courbe théorique.

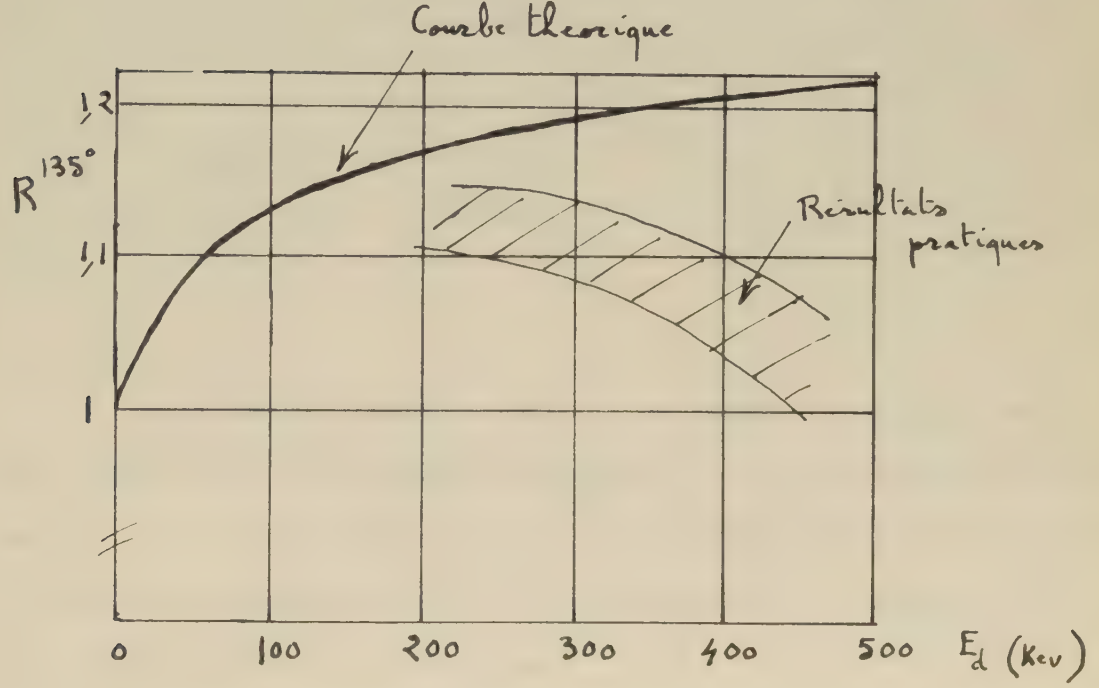
METHODE UTILISEE POUR AVOIR LE Rα EXPERIMENTAL

Ils ont employé deux compteurs proportionnels dont l'un était à 90° du faisceau incident de deutons et l'autre à 135°.

En effet, aux énergies de deutons considérées et pour $\theta = 90°$ nous avons $\frac{d\omega_{c.m}}{d\omega labo}$ qui varie très peu, par suite la formule (6) donnant la valeur de Rα devient:



1°) $R^{135°}$ en fonction de E_d pour des cibles normales



2°) $R^{135°}$ en fonction de E_d pour des cibles anormales

Fig : 35

$$R_{90^\circ} = \frac{1}{\left(\frac{d\omega_{c.m}}{d\omega_{labo}}\right)_{90^\circ}}$$

Donc, d'après la formule (1) le rapport du nombre d'α comptés à 90° au nombre d'α comptés à 135° peut s'écrire:

$$\frac{N_\alpha(90^\circ)}{N_\alpha(135^\circ)} = \frac{\Delta\Omega_{90^\circ}}{\Delta\Omega_{135^\circ}} \cdot \frac{\left(\overline{\frac{d\omega_{c.m}}{d\omega_{labo}}}\right) \int_0^E n(x) \frac{\overline{v_{c.m}(\theta,\varepsilon)}}{\frac{d\varepsilon}{dx}} d\varepsilon}{\int_0^E n(x) \frac{\overline{v_{c.m}(\theta,\varepsilon)}}{\frac{d\varepsilon}{dx}} \left(\frac{d\omega_{c.m}}{d\omega_{labo}}\right)_{135^\circ}}$$

$$\frac{N_\alpha(90^\circ)}{N_\alpha(135^\circ)} = \frac{\Delta\Omega_{90^\circ}}{\Delta\Omega_{135^\circ}} \cdot \left(\overline{\frac{d\omega_{c.m}}{d\omega_{labo}}}\right)_{90^\circ} \cdot R_{135^\circ}$$

Les résultats représentés sur la figure 5, d'après celle-ci nous voyons que les résultats obtenus avec les cibles normales (facteur de charge $\geq 0{,}8$) suivent une courbe un peu inférieure à la courbe théorique. Ces auteurs expliquent ceci par la présence sur la surface de la cible d'une petite couche dépourvue de tritium.

b) <u>Cas d'une cible gazeuse mince pour des énergies de deutons de 0,5 à 3 Mev</u>:

La figure 6 représente les résultats obtenus par HANSON, TASCKET et WILLIAMS (7) avec une cible gazeuse mince de tritium. En tenant compte de l'épaisseur de la fenêtre d'aluminium les deutons, dont l'énergie était

inférieure à 300 Kev, étaient complètement arrêtés dans la cible.

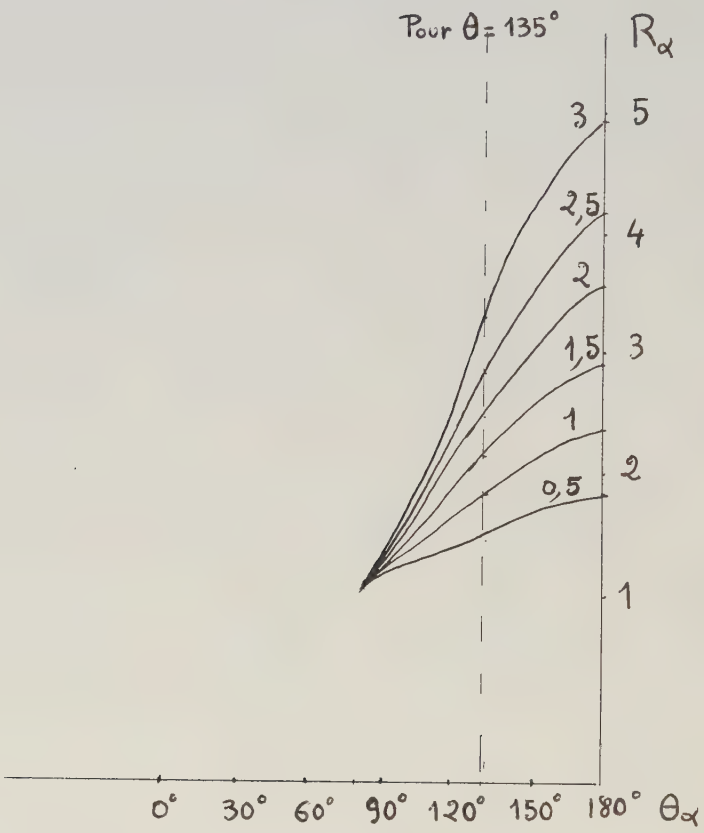


Figure 6 Courbes pour différentes valeurs de E_d (en Mev), donnant Rα en fonction de l'angle θα dans le labo.

c) <u>Nos expériences pour des cibles minces de Ti-T et des énergies de deutons de 0 à 500 Kev:</u>

Nous comptons le nombre d'α à 90° et à 135° avec deux jonctions identiques et à égale distance de la cible de Ti-T. Par suite nous avons $\frac{\Delta\Omega_{90°}}{\Delta\Omega_{135°}} \neq 1$ et nous prendrons aussi $R_{90°} = 1$, donc dans notre cas

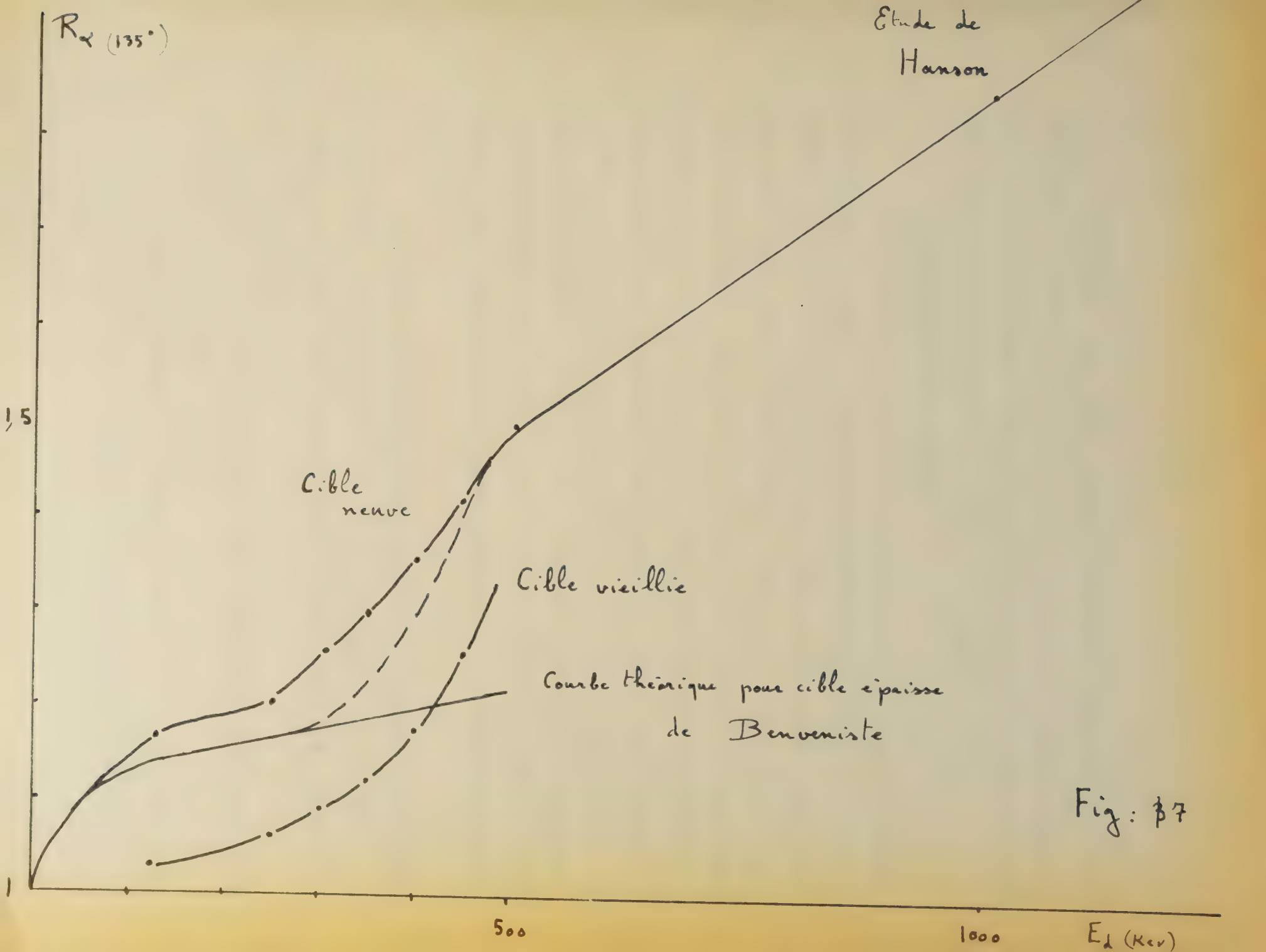

R_α (135°)
Etude de Hanson
1,5
1
Cible neuve
Cible vieillie
Courbe théorique pour cible épaisse de Benveniste
500
1000
E_d (Kev)

Fig : 37

$R_{135^o} = \frac{N\alpha\ (90^o)}{N\alpha\ (135^o)}$. Nous avons effectué deux séries de mesures l'une avec une cible de Ti-T mince (242 $\mu g/cm^2$ de Ti et 1,5 pour facteur de charge) déjà vieillie, tandis que l'autre a été faite avec une cible neuve de Ti-T mince (256 $\mu g/cm^2$ de Ti et 1,4 pour facteur de charge).

4/ Comparaison des résultats

Nous reportons les différents résultats sur la figure 7. Si nous comparons tout d'abord les résultats de BENVENISTE et autres avec ceux de HANSON et autres pour E_d = 500 Kev, nous voyons immédiatement une différence importante dans les valeurs de R_α; environ 1,22 et 1,5. Nous pouvons expliquer cette différence par le fait que les premiers travaillaient en cibles épaisses et les autres en cibles minces. Nous pouvons essayer de raccorder ces deux courbes. En effet jusqu'à E_d = 300 Kev dans les deux cas les deutons sont complètement arrêtés dans la cible. Donc au début la courbe de HANSON doit suivre la courbe théorique, ensuite lorsque E_d augmente l'influence des deutons de basses énergies se fera de moins en moins sentir, dont la croissance de R_α avec l'énergie des deutons sera plus effective.

Dans une cible épaisse, c'est en sorte une énergie moyenne entre 0 et E_d qui est responsable de la valeur de R_α. D'après les résultats de HANSON R_α est une fonction linéaire de E_d, c'est l'énergie E_d elle-même qui est responsable.

En ce qui concerne nos résultats, considérons tout d'abord le cas de la cible neuve de Ti-T.

D'après les mesures de GUNERSEN et JAMES (8) la couche dépourvue de tritium à la surface de la cible est d'environ 500 Å. Or, d'après la

masse volumique donnée par ces auteurs, cela fait une épaisseur d'environ 20 $\mu g/cm^2$. Si on se réfère au tableau donné par ceux-ci, donnant la perte d'énergie $\left(\frac{d\mathcal{E}}{dx}\right)_{Ti-T_{1,5}}$ (en Kev/mg/cm^2) en fonction de E_d, nous trouvons une perte d'énergie d'environ 6-7 Kev pour les deutons de 125 Kev. Nous avons pris les valeurs données pour $Ti-T_{1,5}$, c'est à dire une cible avec un facteur de charge de 1,5; notre cible ayant un facteur de charge de 1,4 les valeurs sont approximativement identiques.

Notre cible a une épaisseur de 256 $\mu g/cm^2$ de Ti, soit environ 6 000 Å. Déjà à 125 Kev les deutons ne sont pas complétement arrêtés et ceci est encore accentué par le fait que, d'après la distribution du tritium (type B) donnée par GUNERSEN (8), la cible présente un appauvrissemen en tritium du côté du support de cible. D'ailleurs d'après cette distribution, même si l'épaisseur de la cible était juste suffisante pour arrêter des deutons d'énergie donnée elle commencerait déjà un peu à jouer le rôle de cible mince, car ce sont les deutons de faible énergie qui sont touchés par cet appauvrissement.

Notre cible joue donc le rôle de cible mince pour les énergies de deutons que nous avons utilisées.

Ceci nous explique que nos points se trouvent sur une courbe légèrement plus élevée que la courbe de raccord.

Les résultats obtenus par la cible vieillie sont représentés par la courbe inférieure. Ces faibles valeurs de R_α peuvent s'expliquer par un perte importante d'énergie des deutons avant d'arriver dans la zone utile de la cible. Cette perte est due sans doute à une carbonisation assez importante de la cible et à l'accroissement de la couche morte à la surface de la cible.

L'accroissement de la perte était d'ailleurs marqué par une baisse assez rapide du rendement en neutrons avec des deutons de 125 Kev.

CONCLUSION

De cette étude il ressort qu'il est important de déterminer R α pour chacune des cibles de Ti-T que l'on emploie. Cela est indispensable pour une mesure correcte du flux de neutrons, et permet de se rendre compte si la cible est "normale" (distribution du tritium) et si elle n'est pas déjà vieillie.

CHAPITRE II

Travaux antérieurs sur les réactions nucléaires (n,α)

De ces réactions nucléaires nous connaissons encore très peu de choses, mises à part les valeurs des sections efficaces obtenues par la méthode d'activation. Pour déterminer les spectres d'énergie α et les distributions angulaires, diverses méthodes ont été utilisées.

I - METHODE DE LA CHAMBRE DE WILSON -

Cette méthode a été utilisée par LILLIE (9) qui employait une chambre à brouillard remplie d'oxygène ou d'azote (ayant moins de 1% d'impuretés) à la pression de l'atmosphère et soumise à un flux de neutrons de 14,1 Mev. Les noyaux présentés en plus des impuretés étaient O^{16}, N^{14} et H^{1} (provenant de la vapeur d'H_2O). Des photos stéréoscopiques des traces dans la chambre étaient prises et lorsque le film était développé il était projeté à travers le même système optique.

Les auteurs mesuraient ainsi la longueur des traces et les angles de celles-ci avec la direction des neutrons. Ils ont étudié ainsi la distribution en énergie des α pour les deux réactions O^{16} (n,α) C^{13} et N^{14} (n,α)B^{11} avec mise en évidence des α correspondants aux premiers niveaux de ces réactions.

II - REACTION (n,α) AVEC LES PLAQUES -

KUMABE et autres (10,11,12) ont étudié les α émis au cours du

bombardement des cibles d'Al, Co, Mn et V par des neutrons de 14,8 Mev par la technique de l'émulsion. Ces cibles étaient, soit de très fines feuilles de l'élément à étudier soit des feuilles de platine sur lesquelle l'élément était évaporé.

L'échantillon était placé en sandwich entre deux plaques d'émulsion et exposé à un faisceau de neutrons arrivant sous l'incidence de 45°.

Les résultats donnés par ces auteurs sont plus ou moins en accord avec la théorie du noyau composé.

Par cette même méthode KAUL et autres (13) ont étudié la réaction $(n\alpha)$ sur l'arsenic en chargeant des plaques d'émulsion Ilford C_2 de 200 µm avec de l'arseniate d'ammonium et en exposant celles-ci aux neutrons de 14 Mev à incidence rasante. Les résultats obtenus ont été expliqués par la théorie du noyau composé.

Tout récemment ces auteurs (14) ont étudié la réaction $(n\alpha)$ sur le sodium par la même méthode, en chargeant les plaques au moyen d'acétate de sodium. Une autre plaque d'émulsion non chargée était aussi exposée au flux de neutrons dans les mêmes conditions, ce qui permettait de soustraire le fond. Pour discriminer les protons et les α dans l'émulsion, les plaques étaient soumises à la méthode de température.

RESULTATS

La figure 8 représente la distribution en énergie. Elle montre un pic au voisinage de 5 Mev; la distribution des particules s'étend de 0,5 à 14 Mev avec plus de particules α émises du côté des basses énergies (en dessous de la barrière coulombienne).

La distribution angulaire apparaît être approximativement symé-

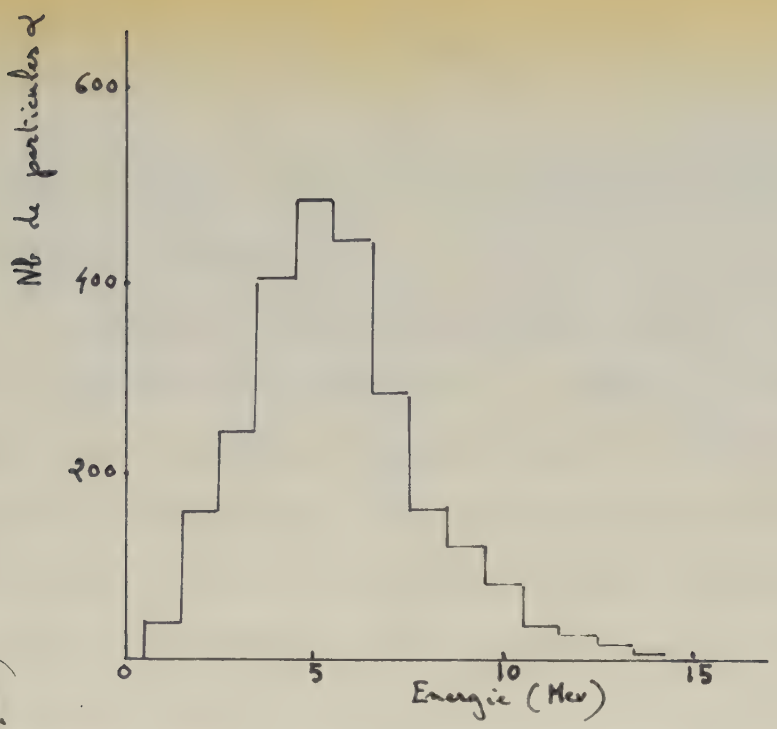


Fig: 8 Distribution en énergie des α de la réaction $Na^{23}(n\alpha)F$

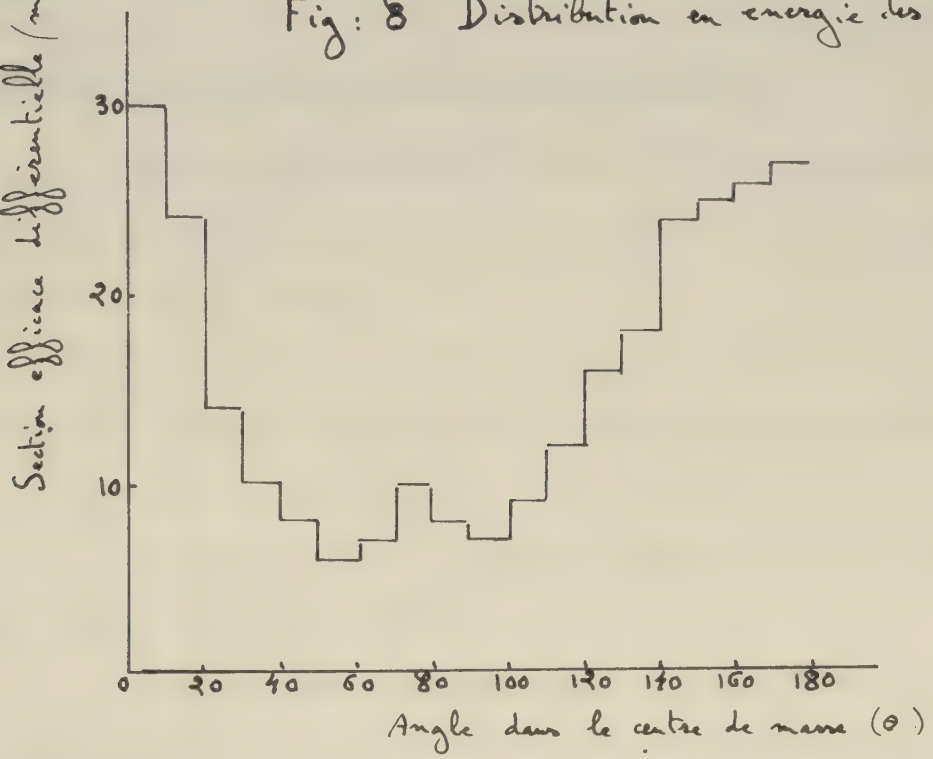


Fig: 9 Distribution angulaire des α de la réaction $Na^{23}(n\alpha)F^{20}$

trique aux environs de 90° avec une concavité tournée vers le haut, comme le représente la figure 9.

La densité relative des niveaux calculée à partir de la distribution en énergie des particules α, s'adapte à une ligne droite correspondant à une distribution maxwellienne avec une température de 1,55 Mev. La distribution angulaire ayant une symétrie aux environs de 90° s'accorde au fait que la plupart des réactions doivent résulter de la formation d'un noyau composé. Cependant, elle ne marche pas avec le modèle isotropique suggéré par la théorie statistique.

III - METHODE DE LA CHAMBRE D'IONISATION A GRILLE (15)

La désintégration de B^{10} et de F^{19} par des neutrons rapides a été étudiée en utilisant une chambre d'ionisation à grille remplie d'un mélange d'argon et de BF^3 enrichi en B^{10}.

Cette chambre est placée de telle sorte que son centre soit à 20 cm de la source de neutrons et que son axe fasse un angle de 0° avec le faisceau de l'accélérateur.

La construction et le fonctionnement de celle-ci ont été décrits par GABBARD, BISCHER et BONNER (16).

Les neutrons monoénergétiques pour l'étude de ces réactions dans la gamme d'énergie de 0,2 à 8,2 Mev étaient produits avec les réactions Li^7(p n) Be^7, T (p n) H_e^3 et D (d n) H_e^3. L'accélérateur utilisé était un Van de Graaf.

RESULTATS

Les groupes d'α de la réaction B^{10} (n α) Li^7, laissant Li^7 dans

l'état fondamental et dans le premier état excité à 478 Kev, étaient étudiés sur toute la gamme d'énergie. La section efficace décroît rapidement de 1048 mb à 0,2 Mev jusqu'à 180 mb à 1,2 Mev, puis croît à nouveau jusqu'à la résonance de 451 ± 60 mb à 1,84 Mev. Pour les énergies supérieures une structure à large résonance était observée avec une décroissance de la section efficace, atteignant la valeur de 31 mb à 8,2 Mev.

La section efficace, pour les désintégrations (n α) de F^{19} conduisant à l'état fondamental et aux trois premiers états excités de N^{16}, était étudiée pour des énergies de neutrons supérieures à 2,9 Mev. Dix résonances étaient observées, la section efficace croît jusqu'à 135 ± 50 mb à 5,8 Mev puis décroît aux énergies supérieures. Exemple d'un spectre obtenu: figure 10.

La figure 10 représente un spectre obtenu avec des neutrons de 3,52 Mev (réaction B^{10} (n α) Li^7, B^{10} ($n,2\alpha$), F^{19} (n α) N^{16} avec identification des pics).

Cette chambre a également servi à l'étude de la réaction $N^{14}(n\alpha)B^{11}$ (16). Elle était remplie d'un mélange d'argon-azote. La gamme d'énergie des neutrons utilisés s'étendait de 1,3 à 8,2 Mev. Ce qui a permis l'étude de la distribution en énergie avec mise en évidence de plusieurs niveaux, jusqu'au 3ème niveau pour les énergies de neutrons les plus élevés. L'étude de section efficace pour les différents niveaux mis en évidence montrait également de nombreuses résonances.

IV - METHODE DU CRISTAL MINCE -

CINDRO et autres (17) ont étudié la réaction O^{16} (n α) C^{13} par la technique du cristal mince. La cible utilisée était en mylar avec une

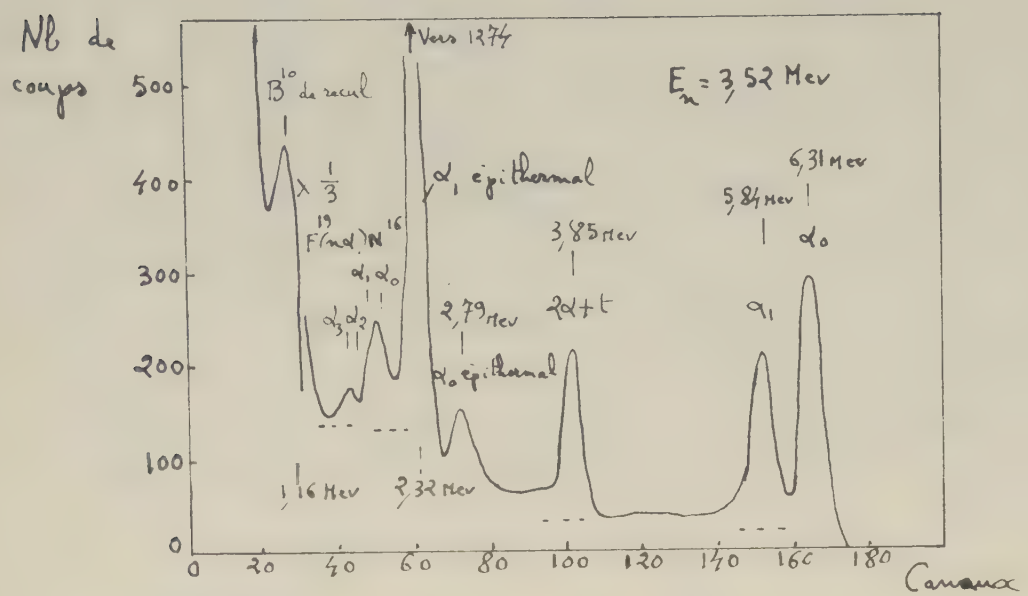


Fig : 10 Distribution en énergie de la désintégration du BF^3 enrichi en B^{10} par des neutrons de 3,52 Mev

Les lignes en pointillés sous les groupes indiquent le fond à soustraire.

épaisseur de 3,3 mg/cm^2, elle était placée à 8 cm de la cible de tritium. Le cristal était un mince cristal de Cs I (Tl) évaporé sur du quartz. Son épaisseur 15 à 30 mg/cm^2 était juste suffisante pour arrêter les particules α d'énergie donnée, ainsi l'utilisation d'un arrangement télescopique était évité. Résolution totale 10 à 17%.

La figure 11 donne le résultat de cette expérience, distribution en énergie le fond étant soustrait.

La figure 12 représente la distribution angulaire pour les angles du laboratoire 30°, 60°, 90° et 120° avec une erreur de $\pm$ 10°. Les résultats montrent l'existence d'un pic arrière très prononcé. Sur la figure les résultats expérimentaux sont comparés avec la courbe théorique déduite de la théorie du "stripping de particules lourdes".

CONCLUSION

Les méthodes précédentes présentent chacune de grands inconvénients.

- La chambre de Wilson et la méthode des plaques nécessitent un grand nombre de tracés pour une bonne statistique d'où un temps de dépouillement très long et fastidieux avec un risque non négligeable de confondre des α et des protons peu énergiques.

- La chambre à grille qui joue le rôle de détecteur et de cible limite la nature des cibles et présente des effets de bords importants.

- La résolution dans la technique du cristal mince est faible 10 à 17%. C'est pourquoi nous avons pensé, que l'emploi des détecteurs à jonction dans l'étude des réactions (n α) présenterait un certain nombre d'avantages, ce qui toutefois ne va pas sans difficultés, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III

Premières mesures entreprises pour l'étude des réactions (n α) avec les jonctions - Appareillage et difficultés -

Les jonctions apparaissent en effet un instrument idéal pour l'étude des réactions nucléaires (n α).

Elles sont petites, d'un montage facile, demandant de faibles tensions de polarisations, mais elles sont surtout par elles-mêmes un moyen de sélection des particules.

C'est surtout pour détecter les particules α que leur avantage est certain, puisqu'il suffit seulement de régler la polarisation à une valeur donnée pour être sûr que dans une gamme d'énergie déterminée nous n'aurons que des α et que la jonction sera linéaire en α. C'est d'après ces réflexions que nous avons pensé utiliser les jonctions pour l'étude des réactions (n α); car si l'on considère les réactions (n α) et (n p) qui demandent un moyen de sélection des particules, ceci entraîne aussitôt un appareillage expérimental assez complexe.

1/ Nous avons effectué nos premières expériences, la jonction étant placée dans une enceinte vidée dont les parois intérieures étaient recouvertes d'or car la section efficace (n α) sur l'or est très faible ($\#$ 3 mb) à côté de celle sur l'Al ($\#$ 120 mb). Mais nous nous sommes rapidement rendus compte que la réaction (n α) sur le silicium de la jonction elle-même était bien trop importante pour que nous puissions espérer en tirer quelque chose.

2/ Nous avons alors essayé "la méthode du cône d'ombre" afin de tenter de soustraire la jonction au flux de neutrons tout en laissant sur la cible un flux le plus grand possible.

On réduisait énormément le flux de neutrons sur la jonction en intercalant un bloc de ferraille entre celle-ci et la cible Ti-T (comme le montre la fig. 13) tout en laissant la cible d'Al dans le flux direct.

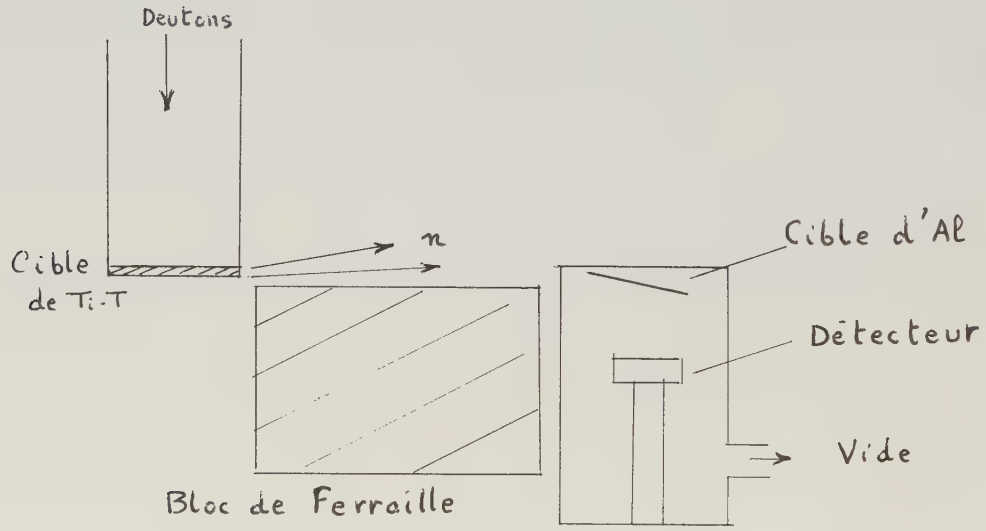


figure 13

Nous avons alors effectué de nombreux essais en faisant varier la géométrie (épaisseur du bloc, distance entre détecteur et cible, etc..) Mais nous n'avons pu obtenir de compromis convenable entre une réduction suffisante du fond tout en gardant un flux de neutrons assez grand sur la cible.

3/ Nouvel essai avec un télescope à α :

Celui-ci était constitué par une petite chambre cylindrique comprenant : une roue porte-cibles, de manière à pouvoir interchanger les cibles de l'extérieur à l'aide d'un aimant, un autre petit cylindre excentré formant le compteur proportionnel et la jonction.

Les parois du compteur étaient recouvertes d'or.

Le vide était fait à l'intérieur de la chambre et on y admettait ensuite un mélange d'Argon et de Méthane à la pression de 10 cm Hg.

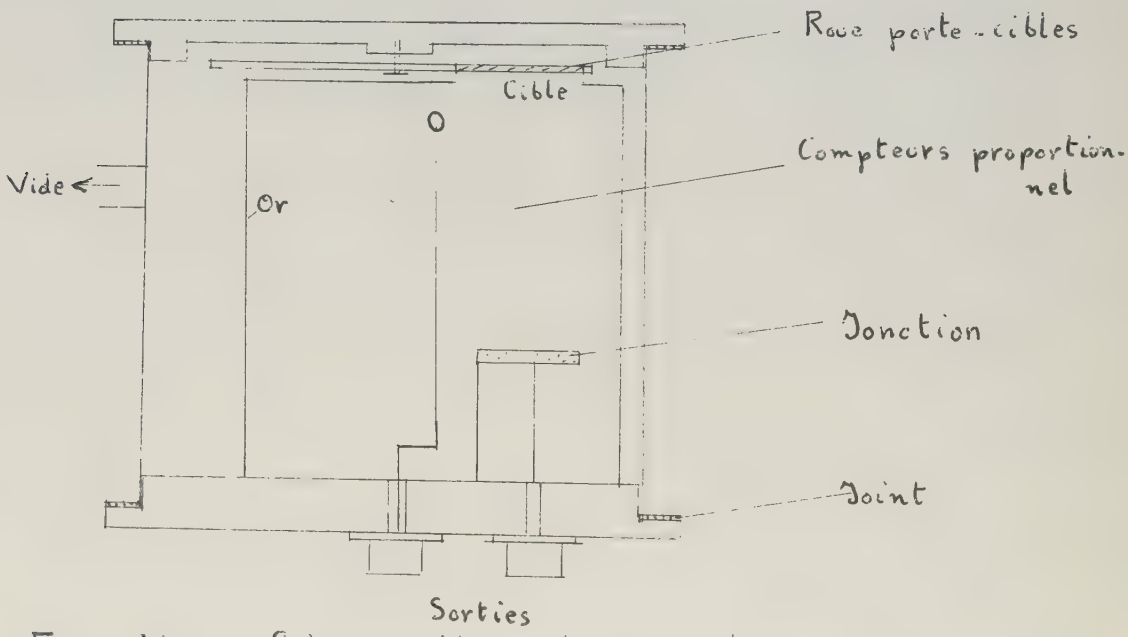


Fig: 14a Schéma bloc du compteur

Puisque, d'après certains résultats antérieurs, les α de Al (nα) se groupaient autour de 5 Mev on conçoit facilement qu'il nous fallait le minimum de pertes dans le compteur proportionnel. C'est pourquoi ce compteur devait être court avec le minimum de pression possible. D'autre part, si on avait envisagé un compteur indépendant il fallait deux fenêtres, donc perte considérable d'énergie. Aussi nous avons placé tout le dispositif dans le mélange Argon-Méthane. Nous établissions une coïncidence entre

l'impulsion du compteur et celle de la jonction à l'aide du système de coïncidence incorporé au sélecteur S.A.I.P.

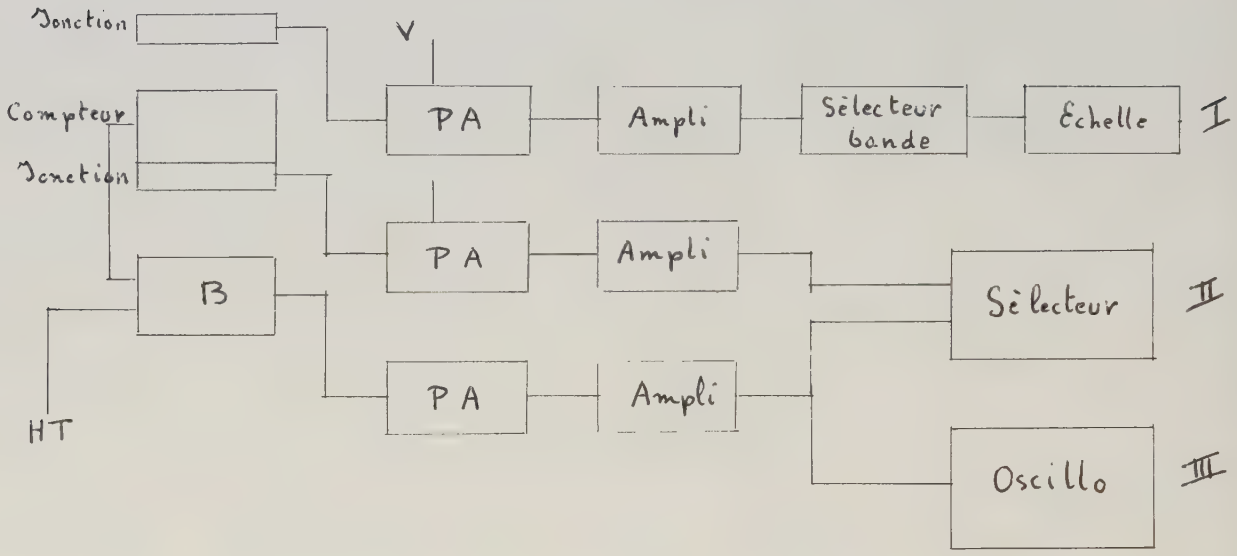


FIG. 14 b Schéma bloc du système électronique

I est la chaine de la particule associée

II est celle de la jonction du compteur

III est celle du compteur lui-même

Les PA correspondants aux deux chaines des jonctions sont les PA de charges que nous avons construits et les amplis correspondants sont des APT2.

En ce qui concerne la chaine du compteur, c'est un préamplificateur et un amplificateur S.A.I.P. B est une boîte où se trouve la résistance de charge du compteur et un filtre de la HT.

Nous avons tout d'abord mis au point le compteur en ce qui concerne la pression et la HT avec une source de Po. Ensuite nous avons

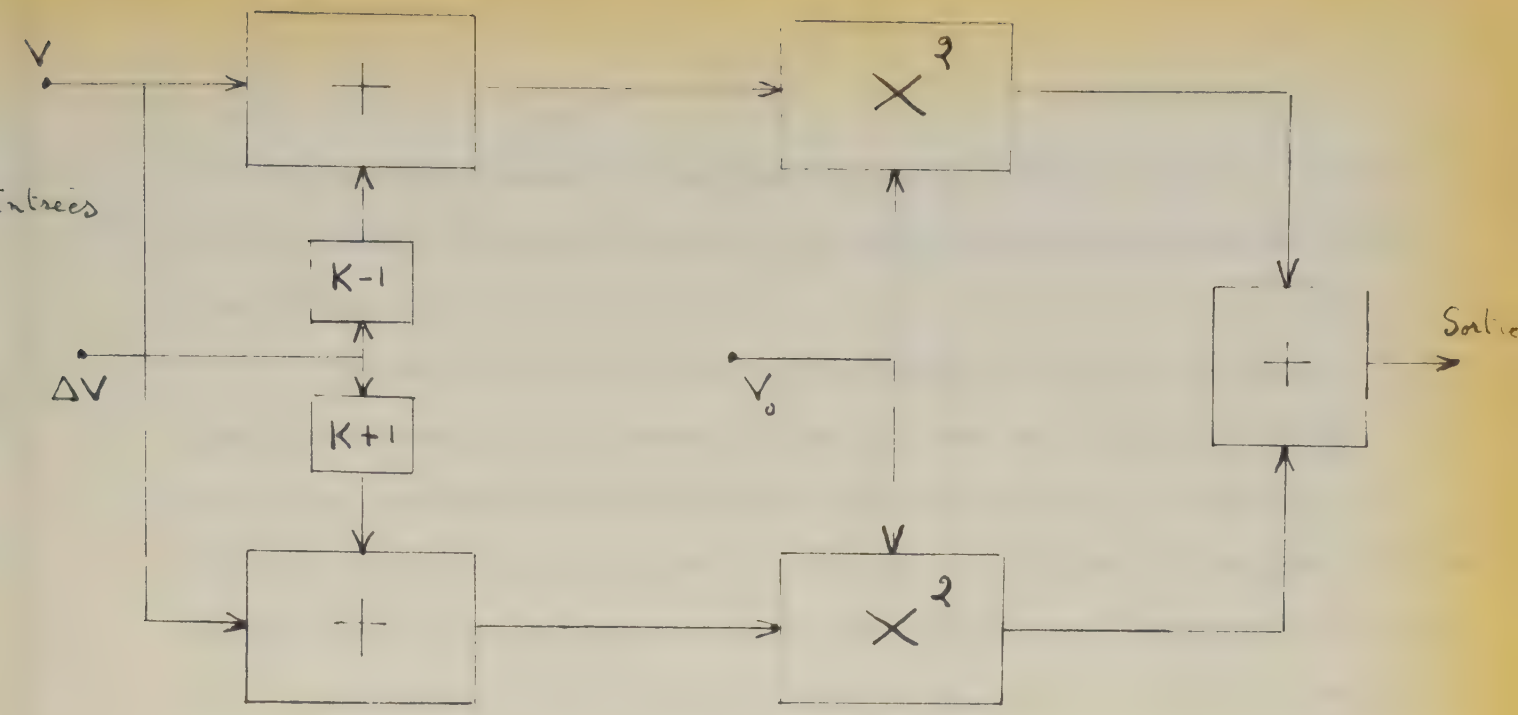
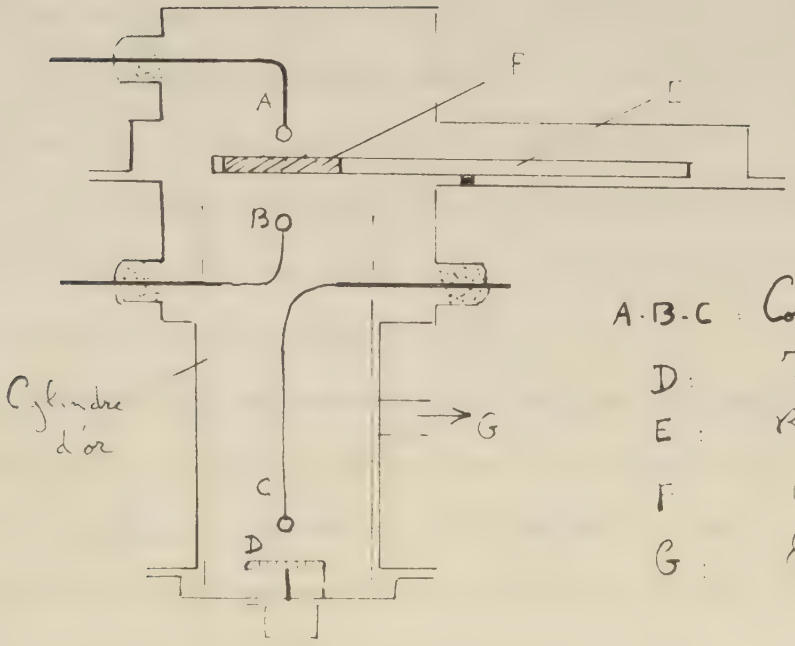


Fig : 15a Bloc-diagramme du calculateur



A·B·C : Compteurs proportionnels
D : Jonction
E : Roue porte-cible
F : Cible
G : Entrée du gaz

Fig : 15b Schéma bloc du télescope

vérifié le fonctionnement du système, celui-ci semblait correct. Mais dès que nous avons commencé les essais d'irradiation nous nous sommes heurtés à de grosses difficultés.

En effet, pour un volume si restreint et pour une si faible pression une remontée de pression bien que très faible était néfaste. Nous avons cependant considérablement amélioré ce point en scellant à la piscéine les deux couvercles de la chambre et en isolant la chambre à l'aide d'un robinet. Mais la plus grosse difficulté vient de l'importance du fond dû à la jonction par suite des réactions (n α), (n p), (n d) qui ont lieu sur le Si^{28} et Si^{29}. C'est pourquoi nous avons pensé qu'une étude complète de ces réactions $Si^{28}(n\ \alpha)Mg^{25}$, $Si^{29}(n\ \alpha)Mg^{26}$ était indispensable, ce qui fait l'objet des chapitres suivants. Cette étude a montré que les α de ces deux réactions ont des énergies inférieures à 13 Mev. Il sera donc possible d'étudier avec ce simple dispositif, les réactions (n α) sur des corps dont les α émis pnt des énergies supérieures à 13 Mev. Ce qui est le cas de Au, Ta, Cl. Des mesures de ce type vont être entreprises.

4/ Un dispositif beaucoup plus élaboré est en cours de réalisation. Il permettra l'étude des réactions (n α), (n p), (n d) à l'aide du procédé de discrimination des particules $E \times \frac{dE}{dx}$.

La figure 15 b représente le télescope envisagé. Les compteurs proportionnels B et C sont en coïncidence tandis que A est en anticoïncidence, cet arrangement permettant d'éliminer le fond.

La discrimination des particules devant être faite à l'aide d'un calculateur d'un type élaboré par STOCKES (18). Seul le compteur proportionnel C sert de compteur de transmission pour faire le produit, on néglige le compteur B qui est très court.

La méthode de Stockes est basée sur l'approximation que le produit de l'énergie perdue ΔE dans un compteur de transmission par l'énergie résiduelle E est environ proportionnel à la masse. Afin que ce produit soit plus rigoureusement proportionnel à la masse le calculateur est réalisé en utilisant la relation:

$$4\,AB = (A + B)^2 - (A - B)^2 \quad \text{où} \quad A = E + E_o + k\,\Delta E$$

$$B = \Delta E$$

Les valeurs des paramètres E_o et k sont fixées suivant l'intervalle d'énergie qui doit être recouvert et suivant la masse et la charge de la particule qui doit être identifiée. Pour éviter d'avoir à faire deux ajustements sur k le calcul est fait sous la forme:

$$4\,AB = \left[E + E_o + (k + 1)\,\Delta E\right]^2 - \left[E + E_o + (k - 1)\,\Delta E\right]^2$$

La figure 15 a représente le bloc-diagramme du calculateur. Dans l'appareil de Stockes l'élévation au carré est effectuée par un tube à faisceau laminaire le QK-329. En ce qui nous concerne, comme ce tube est excessivement cher, nous avons essayé de faire un montage à l'aide de tubes E 80 T. Mais il semble que l'élévation au carré donnée par le E 80 T n'est pas assez rigoureuse.

CHAPITRE IV

Etude de la réaction Si^{28} (n α) Mg^{25}

INTRODUCTION

Le silicium naturel comporte 3 isotopes: Si^{28}, Si^{29}, Si^{30} dont les abondances respectives sont: 92,47%, 4,68%, 3,50%. Nous proposons d'étudier d'abord la réaction (n α) sur le plus abondant de ces isotopes soit Si^{28} (n α) Mg^{25}.

Plusieursréactions sont possibles, sur Si^{28}; ce sont les suivantes:

Si^{28} (n p) Al^{28}	Q = - 3,87
Si^{28}(nnp) Al^{27}	Q = - 11,59
Si^{28} (n d) Al^{27}	Q = - 9,36
Si^{28} (n t) Al^{26}	Q = - 16,15 réaction inobservée ici
Si^{28} (n α) Mg^{25}	Q = - 2,66
Si^{28} (n,nα) Mg^{24}	Q = - 9,99
Si^{28} (n,H_e^3) Mg^{26}	Q = - 12,12

La nature même de la jonction permet une identification précise des particules émises, nous pourrons donc observer la 5ème réaction indépendamment des autres.

II - CIBLE ET DETECTEUR -

Le détecteur joue le rôle de cible. Nous utilisons une jonction à barrière de surface réalisée au laboratoire. Elle doit en effet présenter deux qualités essentielles:

- une assez grande surface pour qu'à une certaine distance de la cible Ti-T nous ayons encore un comptage assez élevé.

- peu de matières d'enrobage pour éviter les diffusions de n et les réactions (n α) parasites. C'est pour cette raison qu'elle a été montée sur un anneau; seules les couches d'or de contact (dessous et dessus) pourraient apporter une contribution mais celle-ci est négligeable à cause de l'extrême minceur de la couche d'or ($\#$ 250 Å) et de la faible section efficace de la réaction Au (n α) ($\#$ 3 mb).

C'est après plusieurs essais que nous avons réussi à obtenir une telle jonction dont la résolution soit acceptable.

De plus amples informations sur cette jonction et sur sa construction sont données par Monsieur DUBORGEL (19)

III - MONTAGE EXPERIMENTAL -

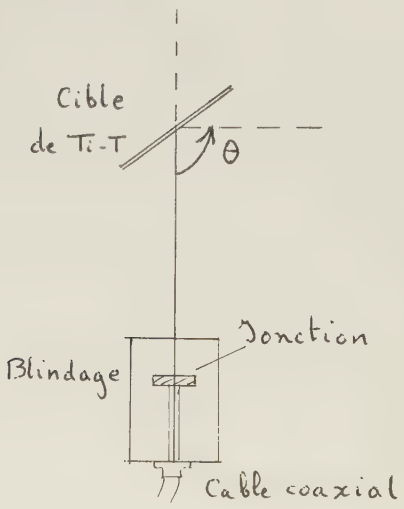


Fig: 16

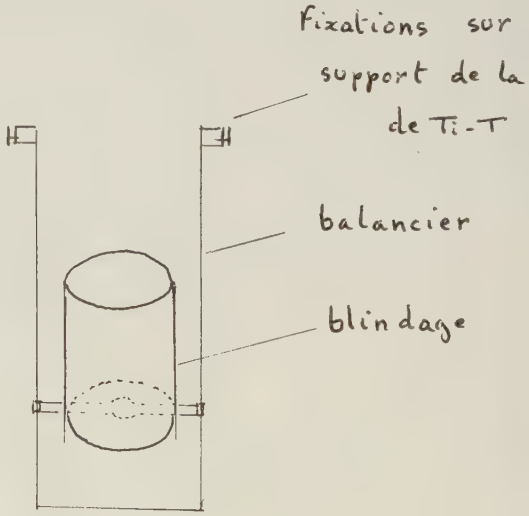


Fig: 17

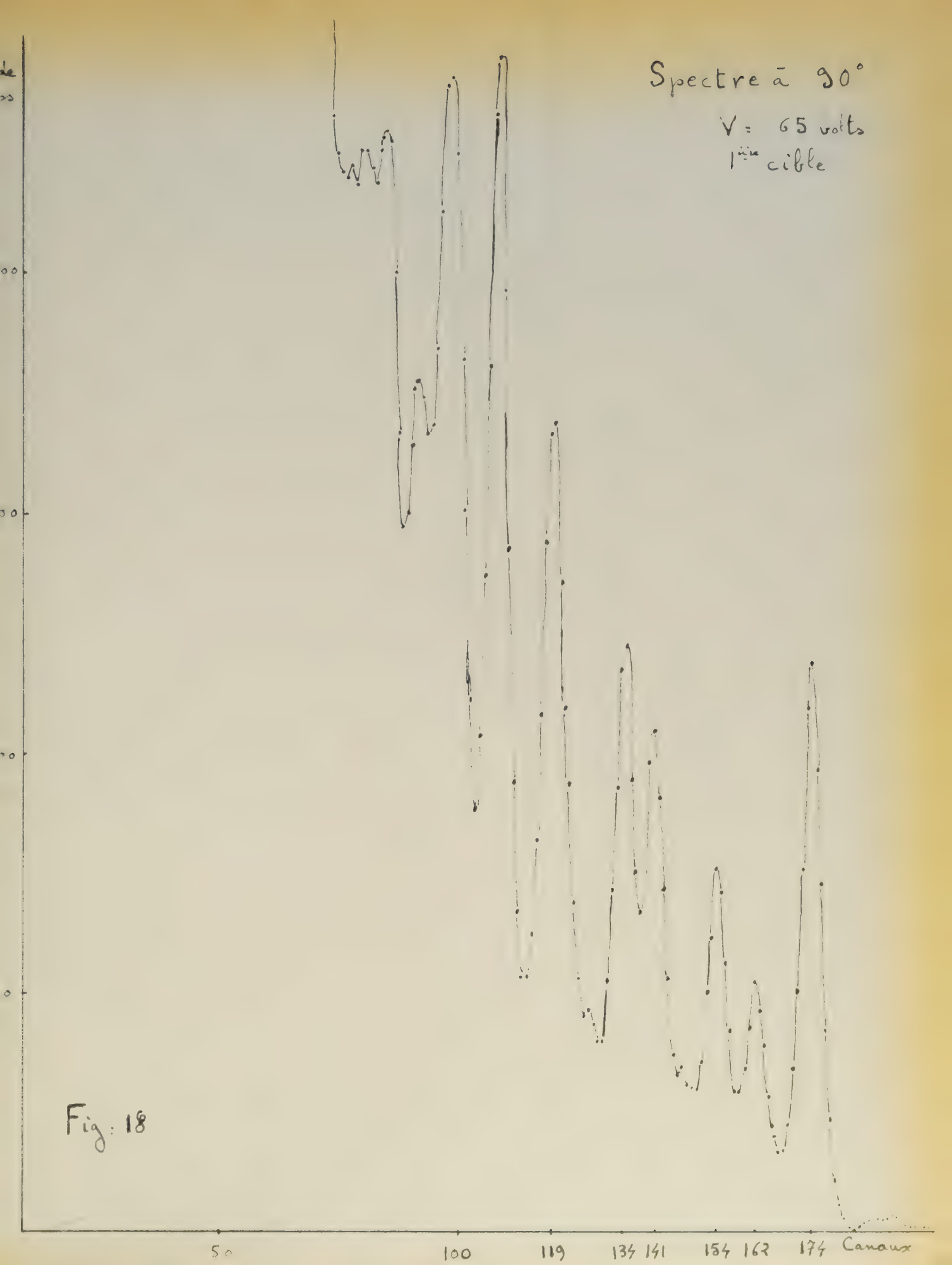

Spectre à 90°
V = 65 volts
1ère cible
50
100
119
134
141
154
162
174
Canaux

Fig: 18

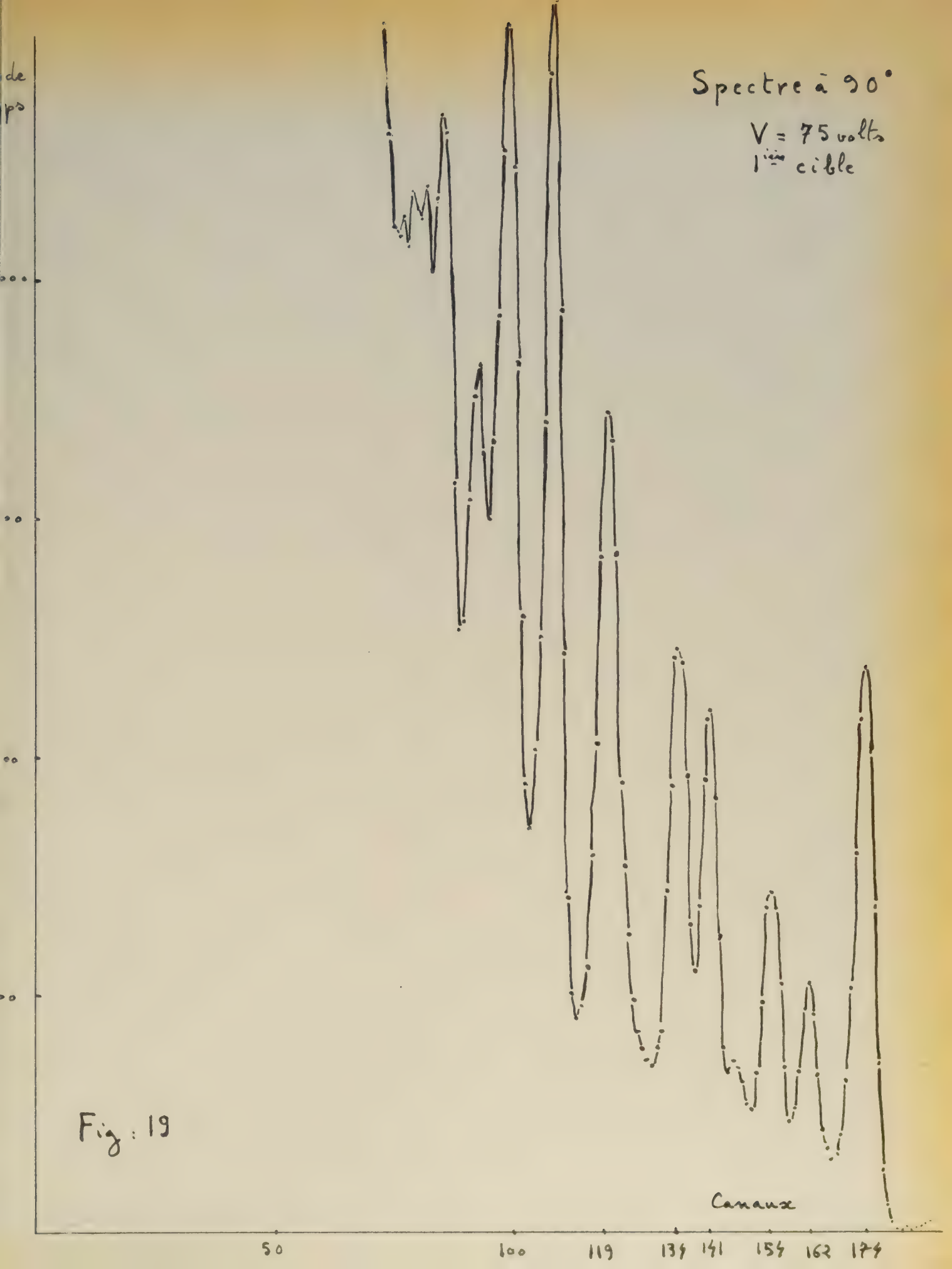

Spectre à 90°
V = 75 volts
1ère cible
Canaux
50
100
119
134
141
154
162
174

Fig : 19

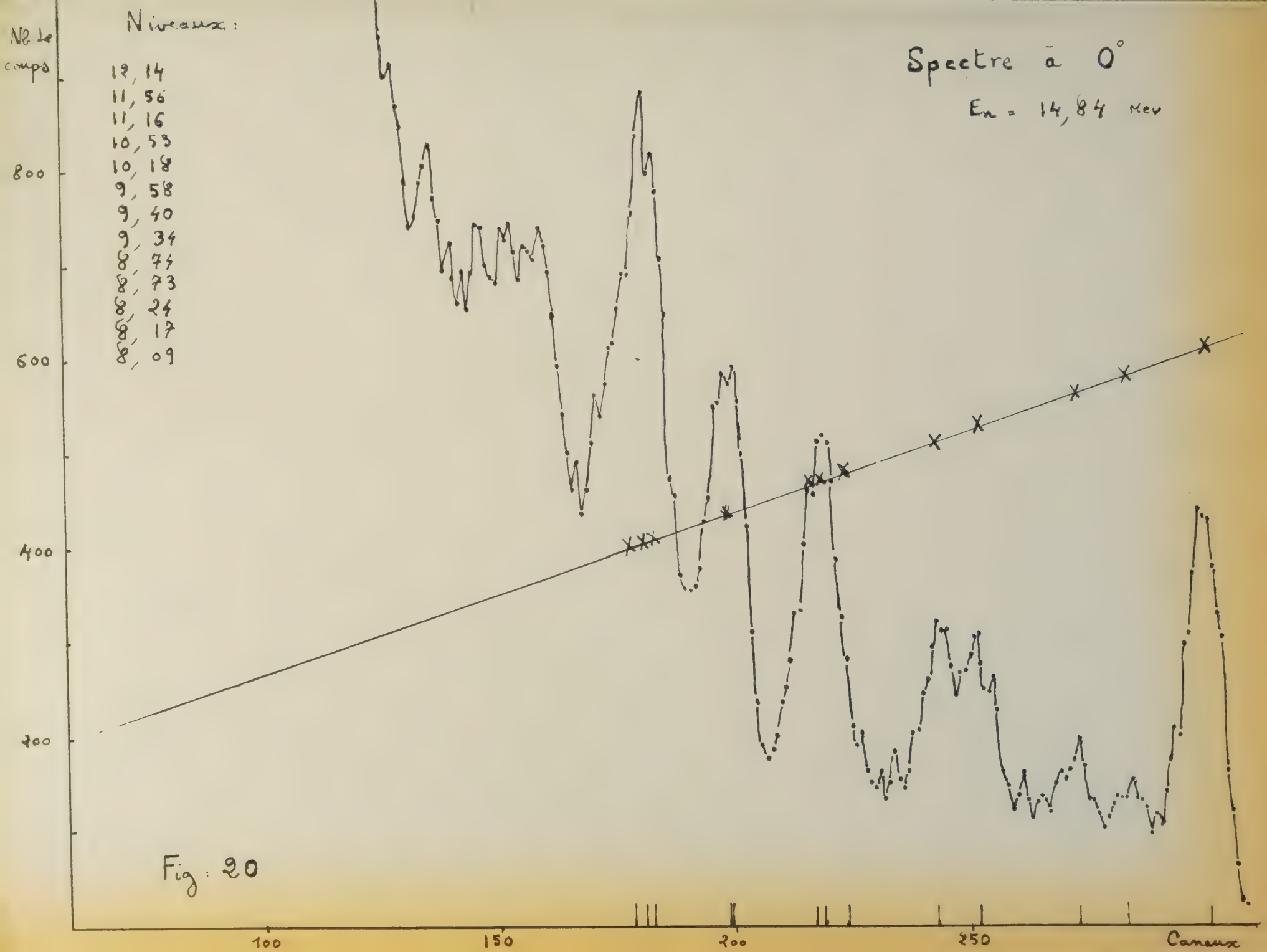

Nb de comps
800
600
400
200
Niveaux :
12, 14
11, 56
11, 16
10, 53
10, 18
9, 58
9, 40
9, 34
8, 74
8, 73
8, 24
8, 17
8, 09
Spectre à 0°
En = 14,84 Mev
100
150
200
250
Canaux

Fig : 20

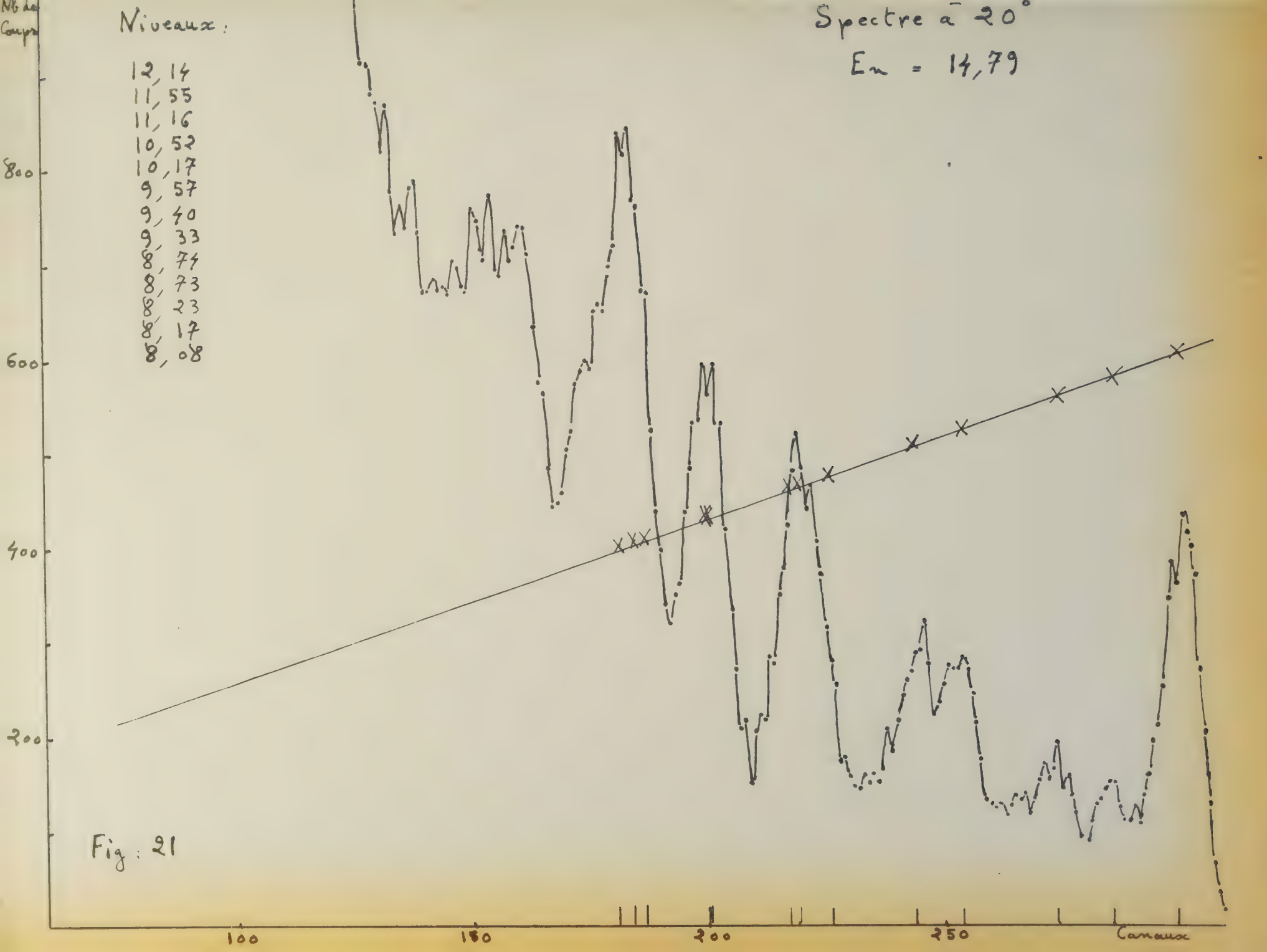

Nb de Coups
Niveaux :
12, 14
11, 55
11, 16
10, 52
10, 17
9, 57
9, 40
9, 33
8, 74
8, 73
8, 23
8, 17
8, 08
Spectre à 20°
En = 14,79
800
600
400
200
100
150
200
250
Canaux

Fig : 21

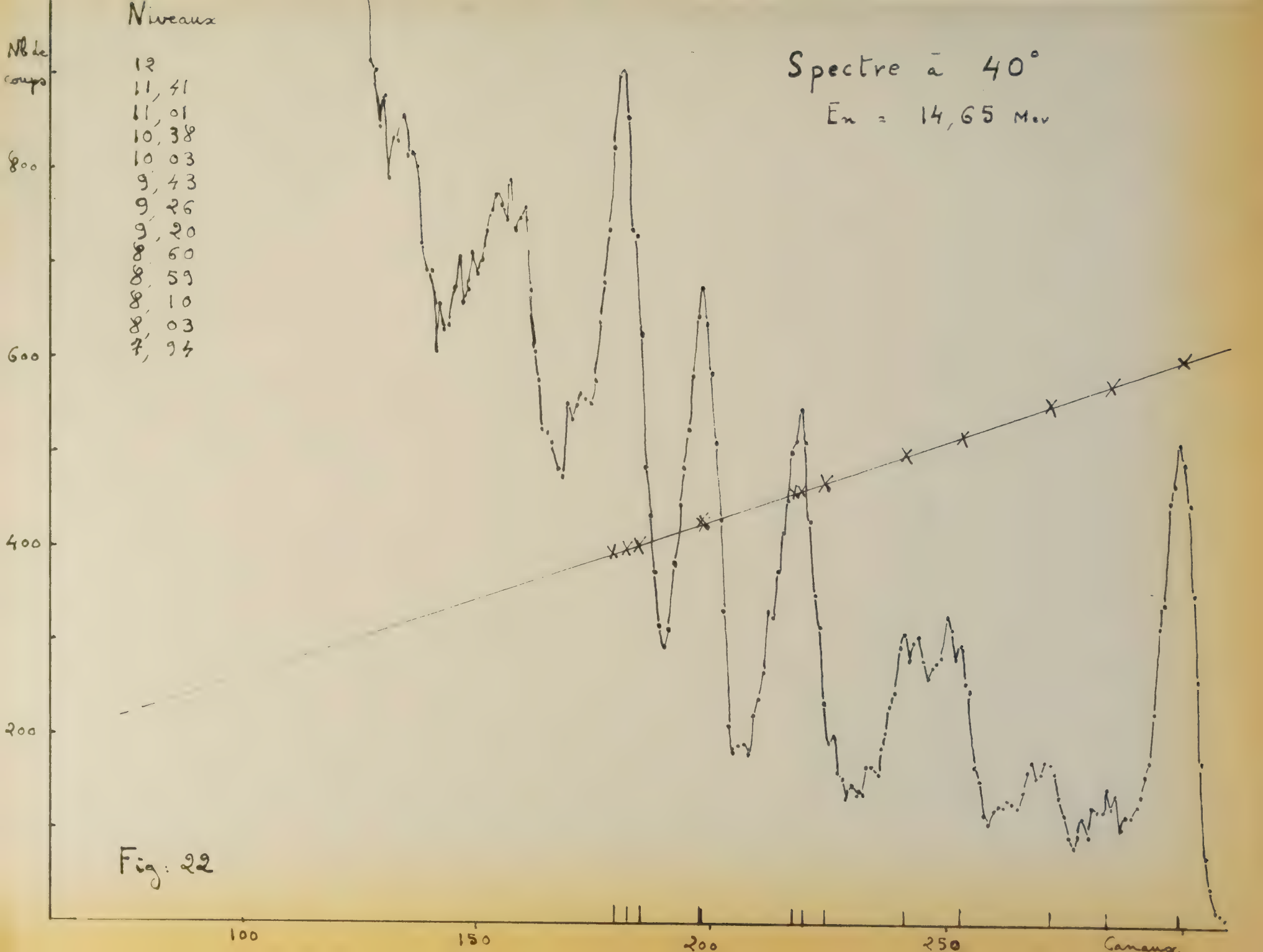

Niveaux
Nb de coups
12
11, 41
11, 01
10, 38
10 03
9, 43
9, 26
9, 20
8, 60
8, 59
8, 10
8, 03
7, 94
Spectre à 40°
En = 14,65 Mev
800
600
400
200
100
150
200
250
Canaux

Fig: 22

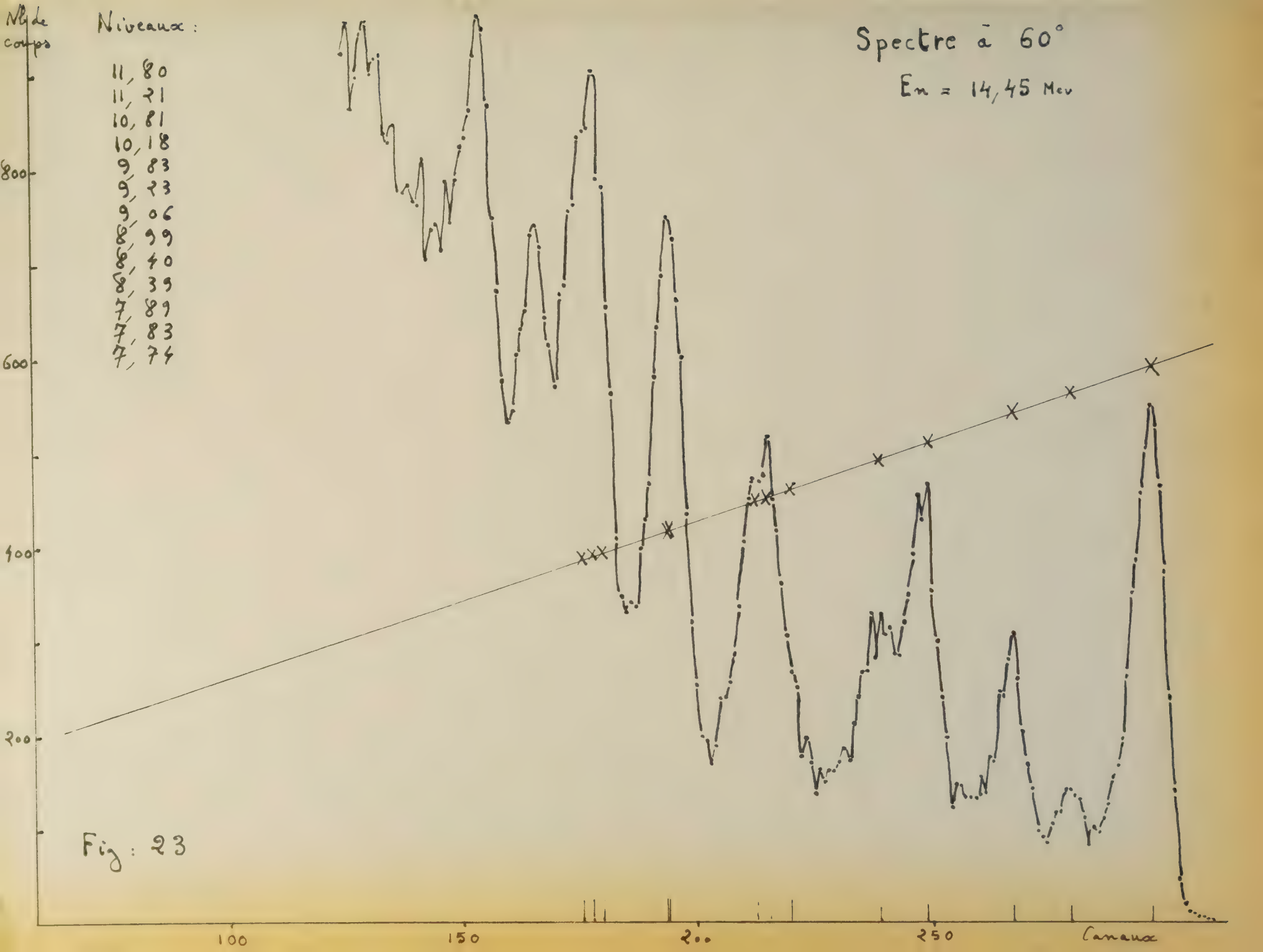

Nb de coups
Niveaux :
11, 80
11, 21
10, 81
10, 18
9, 83
9, 23
9, 06
8, 99
8, 40
8, 39
7, 89
7, 83
7, 74
Spectre à 60°
En = 14,45 Mev
800
600
400
200
100
150
200
250
Canaux

Fig : 23

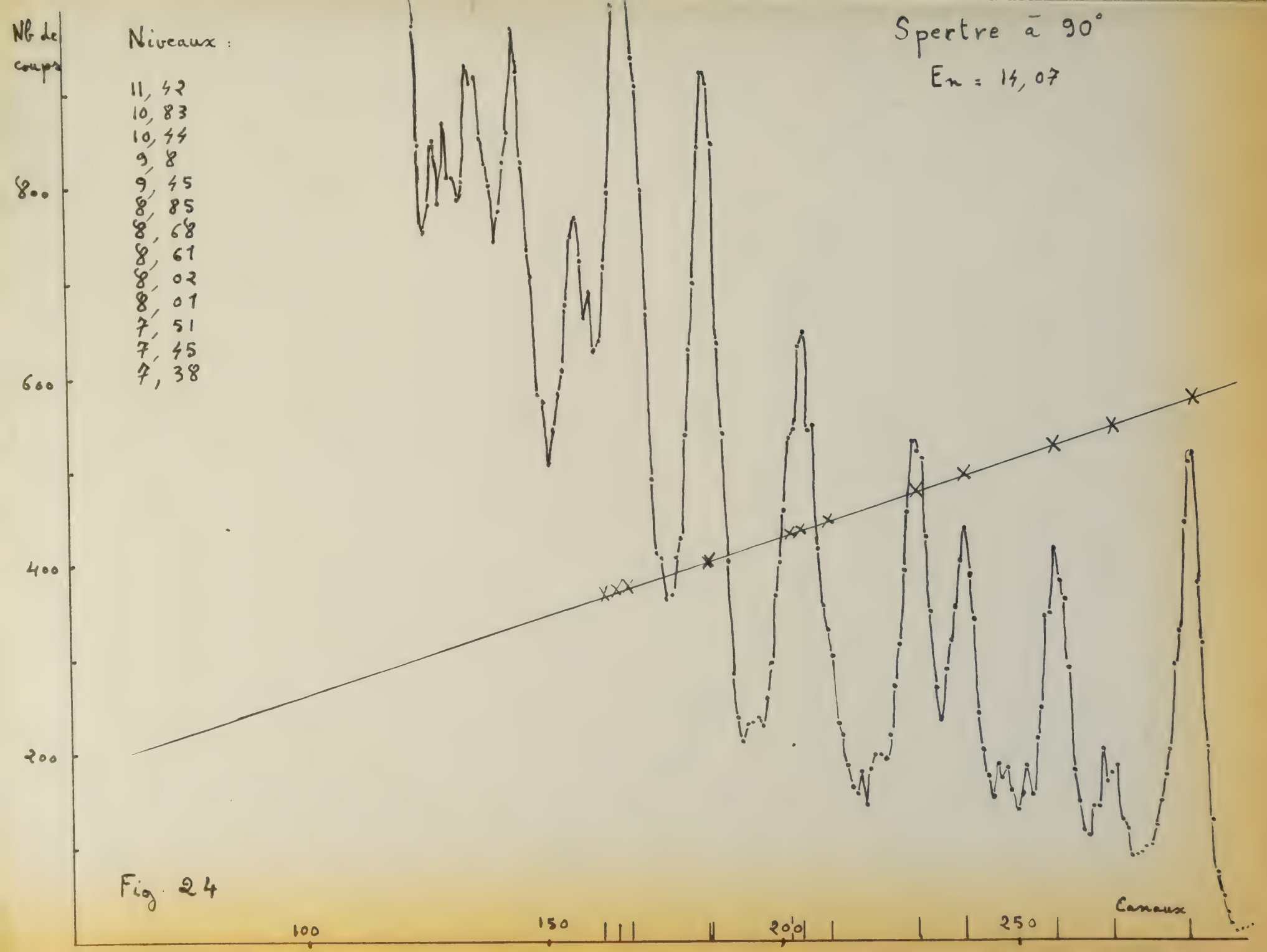

Nb de coups
Niveaux :
11, 42
10, 83
10, 44
9, 8
9, 45
8, 85
8, 68
8, 61
8, 02
8, 01
7, 51
7, 45
7, 38
Spertre à 90°
En = 14, 07
800
600
400
200
100
150
200
250
Canaux

Fig. 24

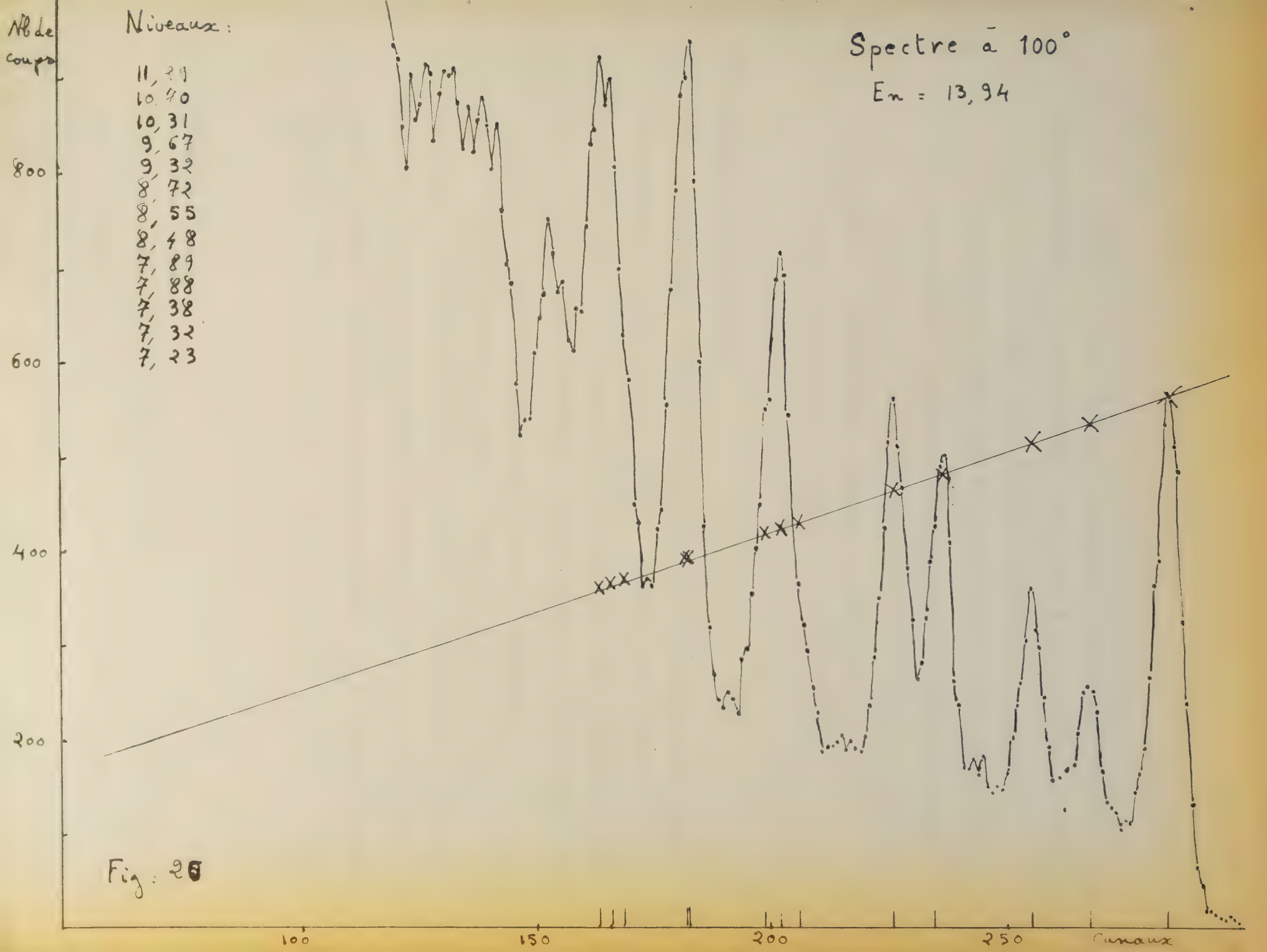

Nb de coups
Niveaux :
11, 39
10, 40
10, 31
9, 67
9, 32
8, 72
8, 55
8, 48
7, 89
7, 88
7, 38
7, 32
7, 23
Spectre à 100°
En = 13, 94
800
600
400
200
100
150
200
250
canaux

Fig : 26

La jonction devant être blindée, elle était placée dans une boîte métallique (fig. 16) qui elle-même était fixée à un balancier pouvant tourner autour d'un axe situé dans le plan de la cible Ti-T (fig. 17).

Ce dispositif permettait ainsi de faire varier l'angle formé par l'axe de la jonction et la direction du faisceau incident de deutons.

La chaîne électronique utilisée était celle décrite dans le chapitre relatif à l'électronique associée aux jonctions.

Le sélecteur employé est un 400 canaux Intertechnique.

IV - GAMME D'ENERGIE UTILISEE -

Nous sommes placés à l'énergie de deutons minimum permise par notre appareil, équipé du stabilisateur de tension: soit 250 Kev en D_2^+. C'est dans ces conditions que l'on obtient la meilleure résolution, car c'est dans ce cas que le faisceau de deutons est le mieux défini en énergie et par conséquent, le faisceau de neutrons en résultant.

Pour une énergie de deutons donnée, l'énergie des neutrons émis étant une fonction de l'angle θ d'émission, nous avons fait varier θ de façon à étudier cette réaction (n α) sur le Silicium sur une petite gamme d'énergie. D'après notre montage lavariation de θ s'étendait seulement de 0° à 100°, d'où une gamme d'énergie de neutrons de 14,84 à 13,94 Mev.

V - RESULTATS -

1/ Les résultats sont donnés par les figures 20,-25 avec une tension de polarisation V = 75 volts, sélecteur 400 canaux avec seuil 10.

Ces figures sont faites respectivement pour $\theta = 0^{\circ}$, 40°, 60°, 90° et 100° donc pour des neutrons ayant les énergies suivantes:

14,84 ; 14,79 ; 14,65 ; 14,45 ; 14,07 ; 13,94 Mev.

Ces expériences étant faites avec un même flux, elles nous permettront d'étudier les variations de section efficace pour les différents niveaux de Mg^{25}.

2/ Etude de la linéarité et de l'influence de la largeur de déplétion sur l'importance relative des pics:

ces résultats sont obtenus en comparant les figure 18 et 19. Pour ces deux courbes $\theta = 90^{\circ}$, sur la figure 18 V = 65 volts et sur la figure 19 V = 75 volts. Nous voyons que la linéarité est excellente car les pics restent bien à la même position et l'importance relative des pics n'est pas modifiée sensiblement.

3/ Comparaison avec les résultats obtenus par d'autres laboratoires

Au cours de notre étude, plusieurs laboratoires ont publiés quelques résultats sur le même sujet.

DEARNECLEY déjà au début de l'utilisation des jonctions avait signalé l'importance de cette réaction (n α) sur le silicium, mais avec des neutrons de 6-7 Mev. Ce furent ensuite DEUCHARS et LAWRENCE (20) qui, les premiers, dans une lettre aux éditeurs, indiquèrent la réaction (n α) sur le Silicium pour des neutrons de 14 Mev.

Ensuite, BLANC et autres (21) dans les Comptes Rendus de l'Académie de février 1962, résument leurs travaux dans ce domaine. Leurs résultats sont représentés par la figure 26.

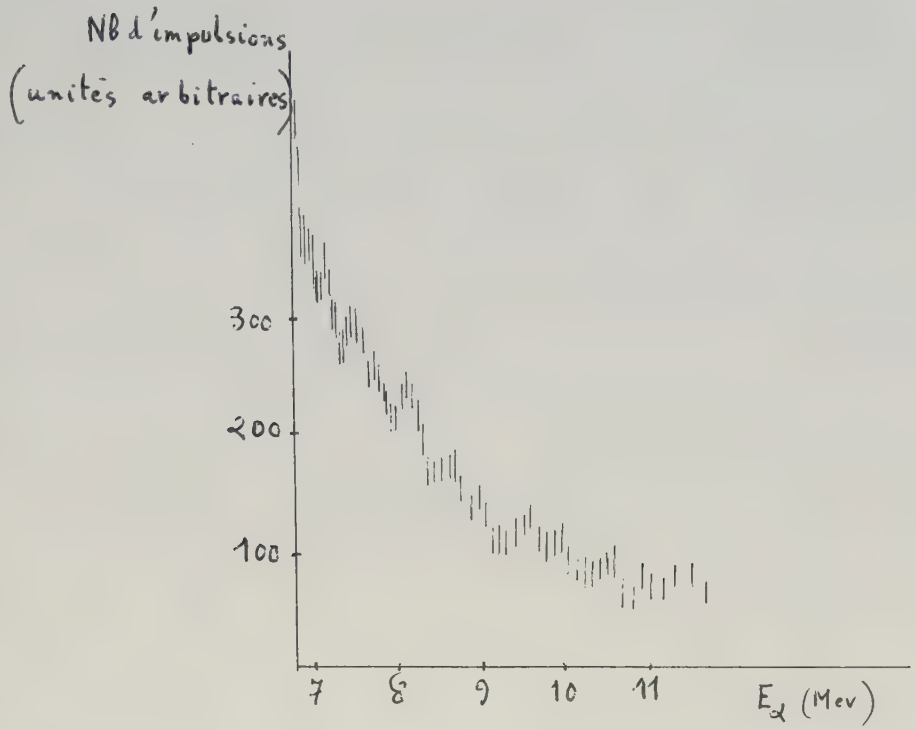


fig. 26

Plus récemment, MARCAZZAN et autres (22,23) ont donné quelques résultats sur cette réaction, ainsi que les allemands Von G. ANDERSON LINDSTROIN (24). Nos résultats sont meilleurs que les touts premiers qui ont été publiés et très comparables à ceux des Italiens et des Allemands, les plus récents.

VI - ETUDE DETAILLEE DU SPECTRE -

La particule chargée, en l'occurence l'α est créée à l'intérieur du détecteur; par suite, la hauteur d'impulsion représente la somme des énergies cinétiques de la particule α et du noyau de recul associé. Les différents pics correspondent donc aux différents niveaux du noyau résiduel.

Nous nous bornons à examiner la partie du spectre correspondant à la gamme d'énergie de 6 à 15 Mev.

Nous sommes, en effet, limités à 15 Mev par l'énergie des neutrons et aux énergies inférieures à 6 Mev pour des raisons de pureté du spectre. en se plaçant au-dessus de cette énergie nous n'avons pas à considérer la réaction (n p) sur Si^{28}, car la linéarité de la jonction telle qu'on l'a choisie s'arrête autour de 4 Mev, pour les protons. Dans la réaction Si^{28} (n p) Al^{28}, pour E_n = 15 Mev, les pics correspondants aux diverses valeurs $E_p + E_{Al_{28}}$ se trouveraient aux énergies suivantes:

Energie des niveaux de Al^{28}	$E_p + E_{Al_{28}}$
fondamental 0	11,13 Mev
0,03	11,10
0,97	10,16
1,07	10,11
⋮	⋮
5,45	5,68

Ils sont donc situés tout à fait en début de spectre, bien en dessous de la limite inférieure admise.

Il en est de même de la réaction Si^{28} (n d) Al^{27} Q = - 9,36

Energie des niveaux	$E_d + E_{Al^{27}}$
fondamental 0	5,64
6,84	4,80
1,01	4,63
2,21	3,43

Il en sera de même pour Si^{28} (n,np) Al^{27} Q = - 11,59

Si^{28} (n,nα) Mg^{24} Q = - 9,99

Si^{28} (n,H_e^3) Mg^{26} Q = - 12,12

La même remarque est valable pour les réactions Si^{29}(np) Al^{29} et Si^{29} (nd) Al^{28}.

Nous avons donc bien dans le domaine d'énergie choisi un spectre pur en α et nous aurons seulement à examiner les réactions (n α) sur Si^{28}, Si^{29} et Si^{30}

Si^{28} (nα) Mg^{25} Q = - 2,655 Mev

Si^{29} (nα) Mg^{26} Q = - 0,036 Mev

Si^{30} (nα) Mg^{27} Q = - 4,213 Mev

Du fait que l'impulsion représente la somme des énergies cinétiques pour situer les pics en énergie il suffit de faire En + Q pour le niveau fondamental et nous plaçons ensuite les autres niveaux d'après les valeurs données dans la littérature. Les figures 20, 25 , ne représentent que la réaction Si^{28} (nα) Mg^{25} qui est de loin la réaction prépondérante.

Pour chaque spectre le niveau fondamental est représenté par le pic α_o à l'extrême droite, ensuite suivant les énergies décroissantes nous trouvons les pics α_1, α_2, etc.... correspondants aux 1er, 2ème, etc..... états excités de Mg^{25}.

La figure 27 représente l'origine des énergies pour les différents spectres. Nous avons obtenu en prolongeant les droites de linéarité. Nous pouvons constater la parfaite cohérence de ces différents spectres car pour chacun nous trouvons l'origine des énergies à 55 canaux en avant de l'origine des canaux de sélecteur. La résolution conserve une valeur correcte sur l'étendue des mesures:

Si nous comparons ces spectres pour $\theta = 0^\circ$ et pour $\theta = 90^\circ$, nous trouvons pour le niveau fondamental de Mg^{25} une résolution de 1,7% à $\theta = 90^\circ$ et 2,5% à $\theta = 0^\circ$. La figure 28 est un spectre effectué avec $\theta = 100^\circ$, c'est à dire En = 13,94 Mev, avec une statistique bien meilleure. Ce spectre a été étudié plus en détail. Nous y avons indiqué les différents pics α_0, α_1, α_2, etc... du Si^{28}; mais nous ne mettons pas en évidence de façon correcte la réaction sur Si^{30}.

Le premier pic de Si^{30} $(n\alpha)$ Mg^{27} à 9,73 Mev élargit la base du pic de 9,67 Mev de la Si^{28} $(n\alpha)$ Mg^{25}. Les autres pics à 8,04, 7,779, 6,62 Mev ne sont pas décelables. Ceci se conçoit fort bien du fait du rapport d'abondance des deux isotopes en question et de la faiblesse de la section efficace.

Sur le spectre, par contre, on observe bien les premiers pics correspondants à Si^{29} $(n\alpha)$ Mg^{26}. Cette réaction fait l'objet d'une étude particulière au chapitre suivant.

Calcul pour En = 13,94 Mev (voir tableau relatif à la figure 28)

VII - COURBES D'EXCITATION POUR LES 7 PREMIERS ETATS RESIDUELS DE LA REACTION Si^{28} $(n\alpha)$ Mg^{25}

1/ Cette étude porte sur une petite gamme d'énergie de neutrons:

Origine des énergies
pour les différents angles

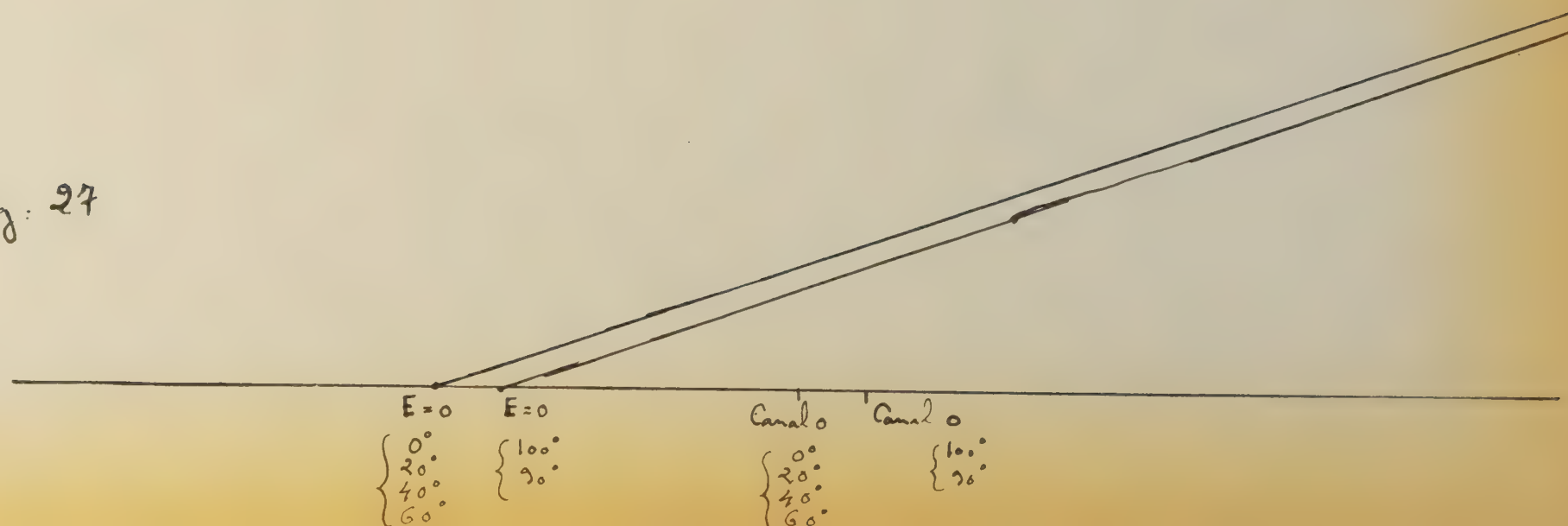


Fig: 27

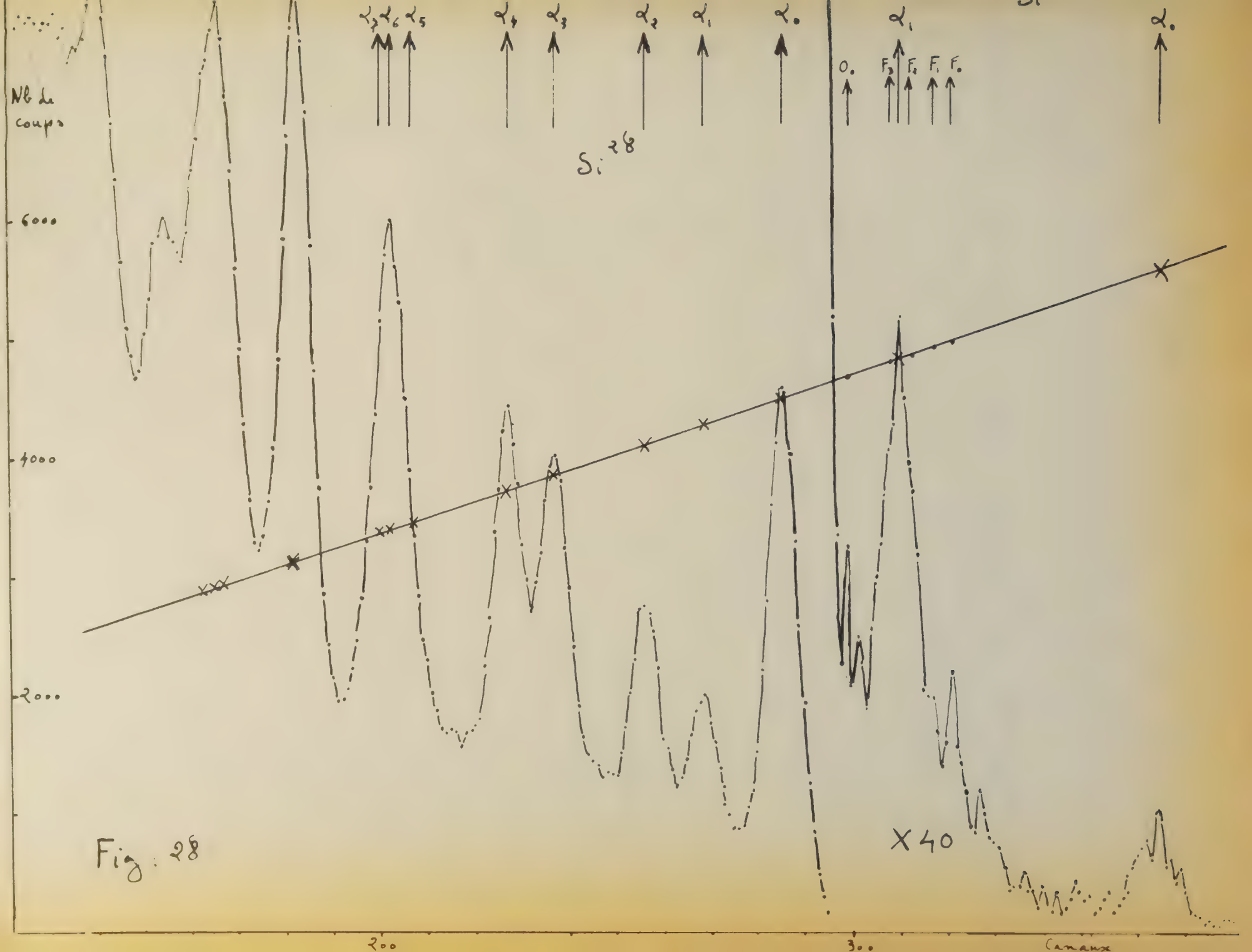

Nb de coups
6000
4000
2000
$\alpha_2 \alpha_6 \alpha_5$
α_4
α_3
α_2
α_1
α_0
Si^{28}
α_1
α_0
O_0
F_3
F_2
F_1
F_0
X40
200
300
Canaux

Fig. 28

Tableau relatif à la Fig : 28

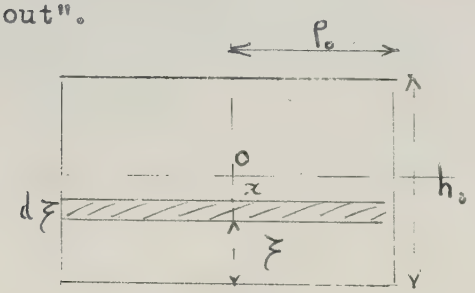
$E_n = 13,94$ Mev

Niveaux	$^{28}_{14}Si(n\alpha)^{25}_{12}Mg$ $Q = -2,655$	$^{29}_{14}Si(n\alpha)^{26}_{12}Mg$ $Q = -9036$	$^{30}_{14}Si(n\alpha)^{27}_{12}Mg$ $Q = -4,23$	$^{19}_{9}F(n\alpha)^{16}_{7}N$ $Q = -1,50$	$^{16}_{8}O(n\alpha)^{13}_{6}C$ $Q = -2,203$	$^{14}_{7}N(n\alpha)^{11}_{5}B$ $Q = -0,157$
0	11,29	13,9	9,73	12,44	11,74	13,79
1	10,70	12,09	8,04	12,32		11,66
2	10,31	10,96	7,79	12,15		
3	9,67	10,32	6,62	12,05		
4	9,32	9,96		8,91		
5	8,72	9,58				
6	8,55	9,57				
7	8,48	9,55				
8	7,89	9,07				
9	7,88					
10	7,38					
11	7,32					
12	7,23					

de 13,9 à environ 15 Mev. Nous sommes, en effet, limités par le Cockroft-Walton lui-même qui nous permet seulement d'avoir des neutrons dont l'énergie voisine autour de 14 Mev lorsqu'on veut l'utiliser de façon à avoir la meilleure résolution possible.

2/ Effet de bout

Certains α qui naissent dans la jonction ne perdent pas toute leur énergie dans la couche de déplétion, il en résulte une certaine déformation des pics. Il faudrait donc effectuer une correction "d'effet de bout".



Soit N_1 le nombre de réactions dans le volume de la jonction $\xi = \frac{h_o}{2} - x$

Le nombre de réaction dans l'épaisseur $d\xi$ est:

$$N(\xi)\,d\xi = N_1 \frac{\pi \rho_o^2 d\xi}{\pi \rho_o^2 h_o} = N_1 \frac{d\xi}{h_o}$$

Soit E_α l'énergie de l'α considéré. Posons $E_\alpha = Ar_o$

r_o parcours de l'α dans Si

Pour $\xi_{max} = r_o$ la perte en α est nulle

Pour $\xi = 0$ la perte égale 1/2

Entre ces deux valeurs extrêmes, adoptons la moyenne de $\frac{1}{4}$

La probabilité de perte pour cet α est donc:

$$k = \frac{\Delta N}{N_1} = 2 \cdot \frac{1}{4} \int_0^{r_o} \frac{d\xi}{h_o} = \frac{1}{2} \frac{r_o}{h_o}$$

Le facteur 2 est dû au fait que les pertes peuvent avoir lieu par le bord inférieur et le bord supérieur.

Nous avons pris une couche de déplétion aussi grande que possible qui est de l'ordre de $h_o = 200\ \mu$

Les parcours des α considérés s'échelonnent de 70 à 40 μ d'où k de 17,5% à 10%.

Pour obtenir le nombre correct d'α de chaque groupe, les intégrales des pics devront, en première approximation, être multipliées par le facteur correctif $\frac{1}{1-k}$ qui varie ici de 1,2 à 1,1.

Les sections efficaces des divers groupes d'α ont été calculées à partir des courbes des figures 20 à 25. Des erreurs non négligeables sont faites dans l'intégration des divers pics.

3/ Ces variations des sections efficaces sont donc données, fig. 30, avec des marges d'erreurs assez importantes qui, dans certains cas, peuvent bien aller jusqu'à 15 à 20%. Aussi nous ne pourrons pas tirer de ces courbes (fig. 30) des conclusions définitives mais seulement quelques idées générales.

D'après la figure 30, nous pouvons constater que les sections efficaces des différents niveaux décroissent à mesure que l'énergie des neutrons En croît. Résultat qui est d'accord avec celui des Italiens (fig. 31) qui trouvent une décroissance jusqu'à environ 16 Mev. Nous retrouvons bien la même allure générale si l'on se place dans notre gamme d'énergie. La figure 31 est le résultat de travaux effectués par COLLI, FACCHINI et autres (25) et publiés très récemment, au moment où nous effectuions nos propres calculs; pour cette expérience ils ont utilisé un Van de Graaf de 3,5 Mev en faisant varier l'énergie de 500 en 500 Kev.

L'existence d'une telle structure a été prévue par deux auteurs qui l'attribuent à deux causes différentes.

L'un WILDERMUTH (26) examine la possibilité d'obtenir des "résonances géantes" dans les sections efficaces des réactions dans lesquelles intervient une émission α correspondant à des états instables

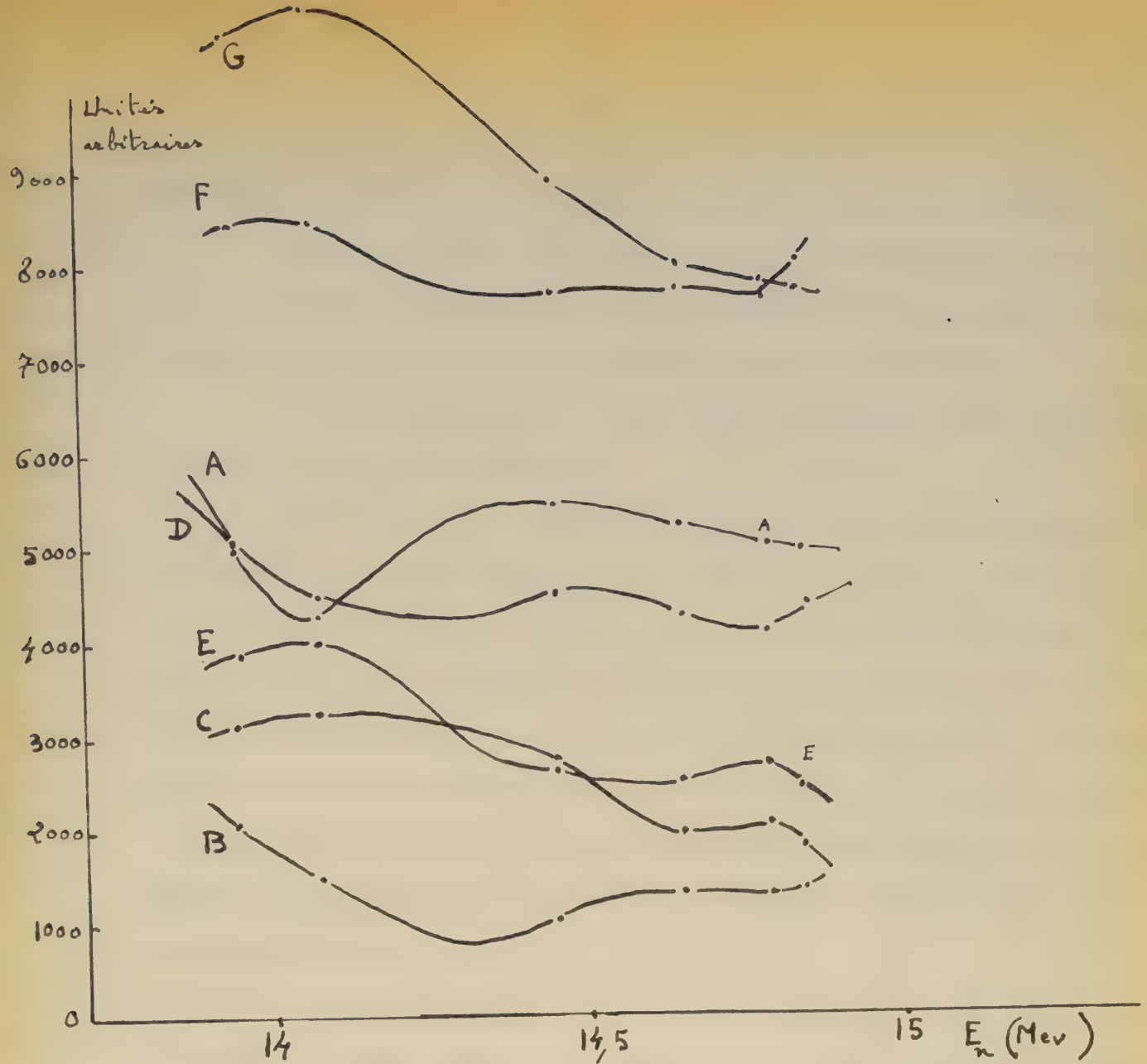

G
Unités arbitraires
9000
F
8000
7000
6000
A
D
5000
A
4000
E
C
3000
E
2000
B
1000
0
14
14,5
15
E_n (Mev)

Fig : 30

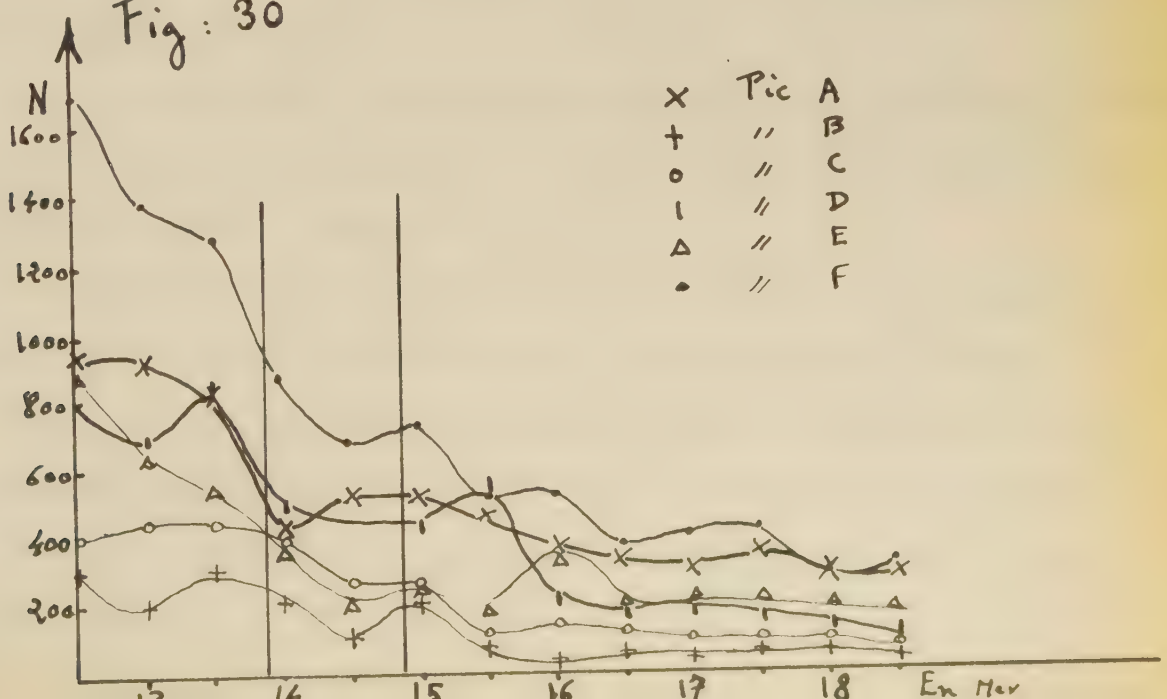

N
1600
1400
1200
1000
800
600
400
200
Pic A
// B
// C
// D
// E
// F
14
15
16
17
18
En Mev

Fig : 31

formés par la particule α et le noyau résiduel (Modèle des groupes).

L'autre, ERICSON (27) montre que des fluctuations peuvent exister dans les sections efficaces d'une transition particulière par une analyse précise des réactions nucléaires avec le modèle d'évaporation.

Par notre expérience, nous ne pouvons prétendre justifier ou non l'une ou l'autre de ces théories.

Elle nous permet cependant de justifier certaines prédictions d'ERICSON (27) qui permettraient, sous certaines conditions, d'expliquer les réactions nucléaires à l'aide d'un modèle statistique. En effet, l'énergie d'excitation ($\neq$ 23 Mev) du noyau de Si^{29} formé par la capture d'un neutron est telle, que dans ces conditions, ERICSON suggère qu'il est possible de donner une description statistique de l'émission d'α du noyau composé, pourvu que la vie moyenne du noyau composé soit plus longue qu'un certain temps de relaxation et que la résolution en énergie En du faisceau soit plus grande que la largeur .

Vue l'énergie d'excitation du noyau formé Si^{29} la largeur totale des niveaux du noyau composé est plus grande que leur espacement (chevauchement des niveaux).

- La décroissance des sections efficaces pour les différents niveaux avec l'accroissement de l'énergie est un premier point en accord avec les prédictions d'un modèle statistique.

- Le deuxième point justifiant cette hypothèse est le résultat de la figure 32. En effet, si nous intégrons les sections efficaces dur la gamme d'énergie considérée, nous trouvons qu'elle sont approximativement proportionnelles aux nombres d'états du noyau résiduel Mg^{25} contenu dans chaque groupe. Les pics F et G contiennent respectivement 3 et 2 niveaux

qui sont additionnés dans notre expérience. Or, le nombre d'états n, pour chaque groupe est donné par 2 j + I pour un simple niveau et par la somme $\sum_{k}^{2} j_K + 1$ où :

K est le nombre de niveaux contenus dans un pic

j est le spin pour chaque niveau

Par suite, les valeurs de n sont données dans le tableau suivant:

Pic	niveau	spin(j)	n
A	Fondamental	5/2	6
B	1er	1/2	2
C	2ème	3/2	4
D	3ème	7/2	8
E	4ème	5/2	6
F	5ème	1/2	14
	6ème	7/2	"
	7ème	3/2	"
G	8ème	3/2	14
	9ème	3/2	"

Le fait que le facteur déterminant soit le poids statistique, est donc bien en faveur d'un modèle statistique.

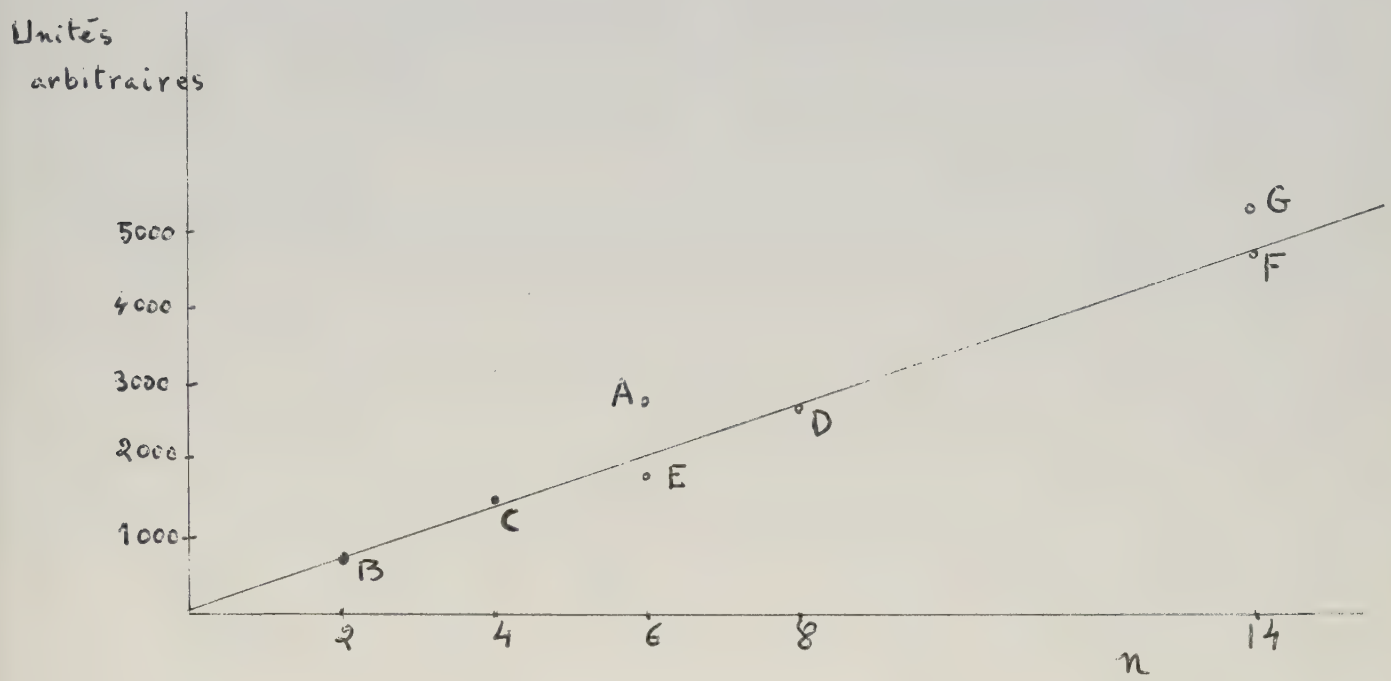


Figure 32 section efficace intégrée de 13,94 à 14,84 Mev pour les pics A, B, C, D, E, F, et G en fonction du nombre d'états finaux n, de ceux-ci.

CHAPITRE V

Etude de la réaction Si^{29} (nα) Mg^{26}

Existence du niveau à 1,33 Mev de Mg^{26}

I - MISE EN EVIDENCE DU NIVEAU A 1,33 Mev de Mg^{26} -

DEARNECLEY et FERGUSON (28) étudièrent la réaction Si^{29} (nα) Mg^{26} avec des neutrons de 7-8 Mev. Ceux-ci étaient obtenus à partir de la réaction D (dn) He^3 ; les deutons, bombardant une cible de titane deutérié, étaient accélérés par un Van de Graaff de 5 Mev. Ils trouvèrent trois pics, dont deux étaient facilement identifiables. L'un correspondait à l'état fondamental de Mg^{26} et l'autre au premier état excité de Mg^{26} à 1,81 Mev, mais le troisième situé à 1,33 Mev du fondamental ne correspondait à aucun niveau connu de cette réaction. Après avoir envisagé les différentes impuretés que pouvait contenir la jonction, en particulier le fluor, ces auteurs jugèrent que celui-ci ne pouvait se trouver en quantité suffisante pour justifier l'importance de ce pic. Aussi, ils émirent l'hypothèse de l'existence du niveau à 1,33 de Mg^{26}.

II - RESULTATS OBTENUS AVEC DES NEUTRONS DE 13,94 Mev -

En vue de vérifier cette hypothèse, nous avons effectué une expérience de longue durée pour avoir une assez bonne statistique.

D'après nos résultats (fig. 28) nous mettons bien enévidence les niveaux α_o et α_1 de Mg^{26} mais nous ne trouvons pas ce nouveau niveau.

En effet, s'il existait le pic correspondant on aurait pour énergie 12,57 Mev, or, d'après la droite d'étalonnage cette énergie correspond à la base du pic F_o du côté des hautes énergies.

D'ailleurs si ce niveau existait, d'après la bonne résolution (2%) que nous avons, nous concevons qu'il devait être aisément séparé du niveau à 1,81.

Autres observations sur le spectre :

Nous remarquons l'élargissement du pic α_1, en particulier du côté des hautes énergies. Une explication logique peut être donnée si l'on considère la contamination du silicium par le fluor. Nous avons en effet la réaction F^{19} $(n\alpha)$ N^{16} dont les caractéristiques sont:

$Q = -1,5$ Mev Niveaux à : 0,20

$\overline{\sigma} \# 50$ mb 0,295

0,392

3,53

Aussi, si l'on considère l'énergie de $\alpha + N^{16}$ pour les différents niveaux (tableau) les positions respectives sont labellées F_o, F_1, F_2 et F_3 sur la figure. F_o correspondant à l'état fondamental de N^{16} et F_1 F_2 F_3 aux trois premiers états excités. Nous voyons que ces différents niveaux viennent considérablement renforcer le pic α_1.

Le fluor n'est pas le seul corps pouvant contaminer la jonction, en effet, si durant la préparation de celle-ci l'acide fluorhydrique est employé, nous utilisons aussi l'acide nitrique. D'où la possibilité d'avoir la réaction N^{14} $(n\alpha)$ B^{11} ($\overline{\sigma} = 100$ mb, $Q = -0,152$ et 1er niveau à 2,130); mais l'on calcule les énergies de $\alpha + B^{11}$ cette réaction ne semble pas intervenir dans le spectre.

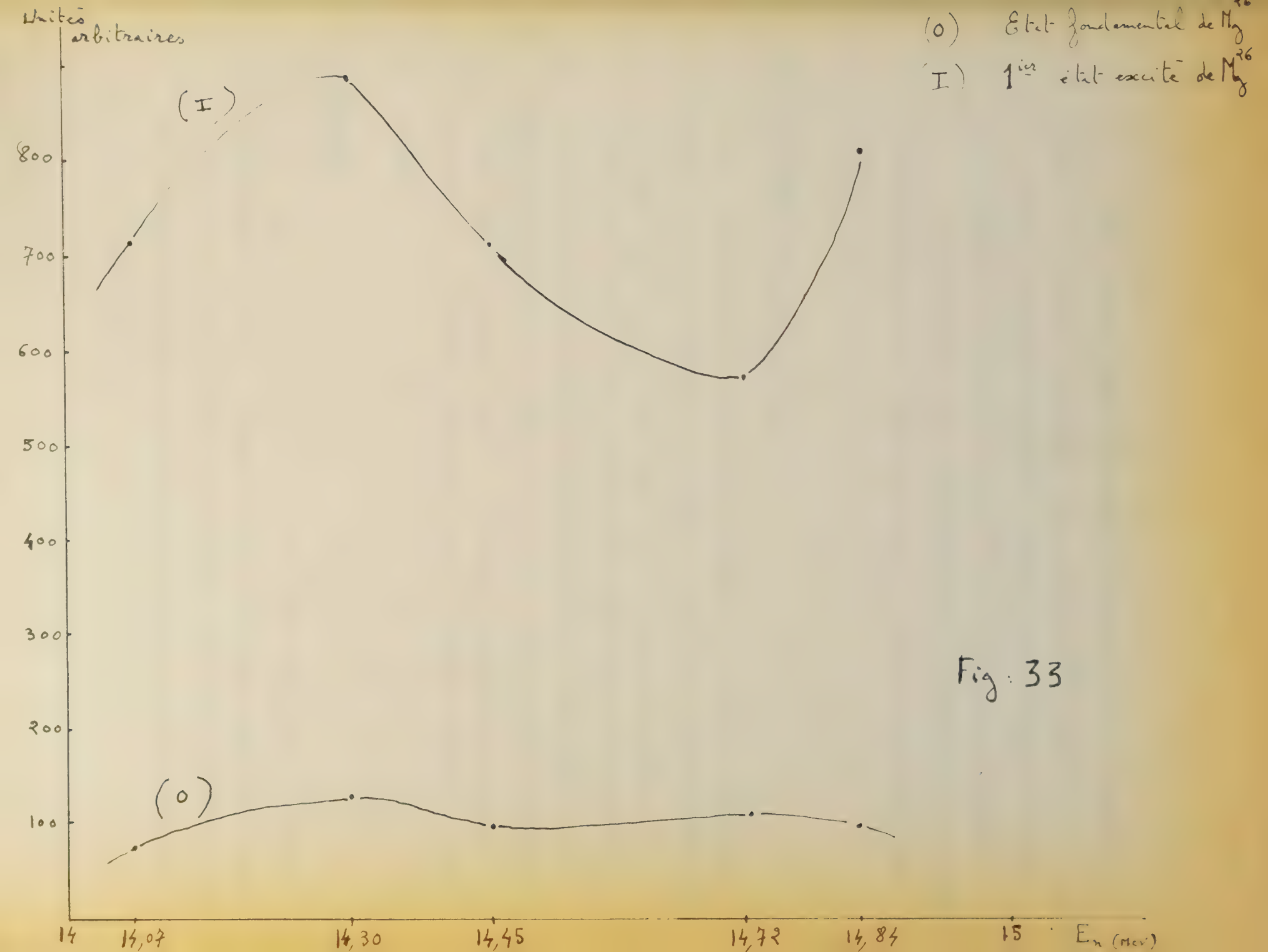

Unités arbitraires
(I)
(0)
800
700
600
500
400
300
200
100
14
14,07
14,30
14,45
14,72
14,84
15
E_n (Mev)
(0) Etat fondamental de Mg^{26}
(I) 1ier état excité de Mg^{26}

Fig : 33

Nous pouvons encore envisager la contamination de l'oxygène provenant de l'oxydation, intervient donc la réaction O^{16} (nα) C^{13} (σ = 300 mb Q = - 2,203). Le niveau fondamental, labellé 0_o sur la figure 28 semble venir renforcer la base du pic α_1 de Mg^{26} du côté des basses énergies.

D'après la statistique ces différentes interprétations apparaissent prématurées mais diverses expériences nous ont toujours donné cette même allure du spectre.

III - ORIGINE DU PIC A 1,33 de Mg^{26} -

Dans une deuxième publication DEARNELEY et FERGUSON (29) apportèrent un éclaircissement sur l'origine de ce pic. Ils l'attribuèrent aux α_o de Mg^{25} obtenu par la réaction sur le Si^{28} avec les neutrons de la réaction Ti^{48} (dn) V^{49}. Pour arriver à cette conclusion ils firent les expériences suivantes: avec des deutons de 5 Mev, ils bombardèrent successivement une cible de titane deutérié, une cible gazeuse de deutérium et une cible de titane. Le pic à 1,33 n'apparut seulement que dans la première et la troisième expériences, d'où la conclusion avancée par ces auteurs.

CONCLUSION

En ce qui nous concerne, vu notre très faible énergie de deutons la réaction Ti^{48} (dn) V^{19} n'intervient pas. Par suite, aucun doute ne peut subsister sur la non existence de ce niveau à 1,33. Le spectre, donné par les Allemands (24) pour des neutrons dont l'énergie voisine 14 Mev, confirme bien nos résultats.

IV - VARIATION DES SECTIONS EFFICACES (fig. 33)

Nous avons effectué l'étude des variations des sections efficaces de l'état fondamental et du premier état excité de Mg^{26}. Les énergies de neutrons envisagées ont été: 14,84 , 14,72 , 14,45 , 14,30 et 14,07 Mev. Cette étude est très imprécise, vu l'impossibilité que nous avions à obtenir une grande statistique. D'autre part, l'importance du premier état excité est certainement due à la présence du fluor, ce qui fausse la mesure. Il semble cependant que la décroissance des sections efficaces des niveaux de Mg^{25} avec l'accroissement de l'énergie des neutrons, ne soit pas vérifiée pour Mg^{26}.

C O N C L U S I O N

D'après ce travail, bien que nous nous soyons heurtés à de grosses difficultés en ce qui concerne l'application des jonctions pour l'étude des réactions (n α) avec les neutrons de 14 Mev, nous avons obtenu des résultats très satisfaisants. En particulier, nos travaux sur les réactions Si^{28} (nα) Mg^{25} et Si^{29} (nα) Mg^{26} nous donnent de très bons résultats qui peuvent être aisément comparés aux études actuelles d'autres auteurs dans ce domaine. D'autre part, malgré les grosses difficultés rencontrées dans l'emploi des jonctions avec les neutrons de 14 Mev nous pouvons cependant conclure que les chances de succès restent intactes et que la persévérance dans cette voie est d'un intérêt certain.

TABLE DES MATIERES

- INTRODUCTION 1

- PREMIERE PARTIE - Etude et mise au point de l'électronique associée aux détecteurs à jonction au Si

- CHAPITRE I - Caractéristiques générales des préamplificateurs linéaires à faible bruit pour détecteurs à jonctions 3

- CHAPITRE II - Différents types de préamplificateurs 4

- CHAPITRE III - Préamplificateur utilisé 6

- CHAPITRE IV - Etudes des caractéristiques de ce préampli 7

- DEUXIEME PARTIE - Etude de réactions (nα) par les jonctions avec des neutrons rapides de 14 Mev 12

- CHAPITRE I - Etude du facteur de correction dans la mesure absolue du flux de neutrons par la méthode de la particule associée

I - Production des neutrons 12
II - Mesure du flux des neutrons 14
III - Facteur de correction 14
1/ Définition 14
2/ Distribution du tritium dans les cibles Ti-T 16
3/ Mesure de R_α
a) Cas d'une cible épaisse de Ti-T pour des énergies de deutons de 0 à 500 Kev 19
b) Cas d'une cible gazeuse mince pour des énergies de deutons de 0,5 à 3 Mev 21
c) Nos expériences pour des cibles minces de Ti-T et des énergies de deutons de 0 à 500 Kev
4/ Comparaison des résultats 23

- CONCLUSION - 25

- CHAPITRE II - Travaux antérieurs sur les réactions nucléaires (nα)
I - Méthode de la chambre de Wilson 27
II - Réactions (nα) avec les plaques 27
III - Méthode de la chambre d'ionisation à grille 29
IV - Méthode du cristal mince 30

- CONCLUSION - 31

.../...

- CHAPITRE III - Premières mesures entreprises pour l'étude des réactions (nα) 33

- CHAPITRE IV - Etude de la réaction $Si^{28}(n\alpha)Mg^{25}$

Introduction 39
II - Cible et détecteur 40
III - Montage expérimental 40
IV - Gamme d'énergie utilisée 41
V - Résultats 41
VI - Etude détaillée du spectre 43
VII - Courbes d'excitation 46

- CHAPITRE V - Etude de la réaction $Si^{29}(n\alpha)Mg^{26}$
Existence du niveau à 1,33 Mev de Mg^{26}

I - Mise en évidence du niveau à 1,33 de Mg^{26} 52
II - Résultats obtenus avec des neutrons de 13,94 Mev 52
III - Origine du pic à 1,33 de Mg^{26} 55
IV - Variation des sections efficaces 56

- CONCLUSION - 56

BIBLIOGRAPHIE

1 FRED S. GOULDING et WILLIAM L. HANSEN - Nuclear Instr. and Methods 12 (1961) 249

2 A.B. GILLEPSIE - Signal, Noise and Resolution in Nuclear Counter Amplifiers

3 BLAKENSHIP et BORKOWSKI - Ire Transaction - janvier 1961

4 AMSEL " " " "

5 GORODETSKY et autres - Nuclear Instruments et Methods - 15 (1962) 183

6 BENVENISTE et autres - Nuclear Instruments et Methods - 7 (1960) 306

7 HANSON, TASCKET et WILLIAMS - Rev. Mod. Phys. 21 (1949) 635

8 GUNNERSEN et JAMES - Nuclear Instruments et Methods - 8 (1960) 173

9 ALLAN B. LILLIE - Physical Review - 87 (1952) 716

10 I. KUMABE et autres - Phys. Rev. - 106 (1957) 155

11 I. KUMABE et autres - J. Phys. Soc. Japan - 13 (1958) 129

12 I. KUMABE - J. Phys. Soc. Jap. - 13 (1958) 325

13 O.N. KAUL - Nuclear Physics - 29 (1962) 522

14 O.N. KAUL - Nuclear Physics - 33 (1962) 177

15 E.A. DAVIS, F. GABBARD et autres - Nucl. Phys. 27 (1961) 448

16 GABBARD, BISCHEL et BONNER - Nuclear Physics - 14 (1959) 277

17 CINDRO et autres - Nuclear Physics - 22 (1961) 96

18 H. STOCKES - R S I - 31 (1960) 768

19 B. DUBORGEL - Thèse de 3ème Cycle (1962) I.P.N. LYON

20 DEUCHARS et LAWRENCE - Nature Septembre 2 (1961) 995

21 BLANC et autres - Comptes Rendus à l'Académie du 5 février 1962

22 U. FACCHINI, G. MARCAZZAN et autres - Phys. Letters - 1 (1962) 6

23 MARCAZZAN et autres - Physics Letters - 1 (1962) 21

24 VON G. ANDERSON - LINSTROM - Z. Naturforschy 17_a (1962) 238

25 COLLI, FACCHINI et autres - Physics Letters -Instruments - 28 (1961) 636

26 K. WILDERMUTH et R. CAROVILLANO - Nuclear Instruments - 28 (1961) 636

27 T. ERICSON - Adv. In Physc. - 9 (1960) 425

28 DEARNELEY et FERGUSON - Proc. Rutherford Memorial Conf. (Heywood et Co, Manchester 1961)

29 DEARNELEY et FERGUSON - Physics Letters - 1 (1962) 196

Vu:
Les Membres du Jury,

A. SARAZIN
J. DEPRAZ
R. CHERY

Vu et approuvé:
Le Doyen de la Faculté des Sciences;

POUR LE DOYEN
l'Assesseur,

J. BRACONNIER.

Vu et accordé le permis d'imprimer:
Lyon, le octobre 1962

Le Recteur,
Président du Conseil de l'Université,

P. LOUIS.